

**Ein spektroskopisches Vielkanalsystem
zur schnellen Messung
optischer Verstärkungen in Entladungen**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs
der Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

GERHARD ROLL

Dortmund

Bochum 1984

**Ein spektroskopisches Vielkanalsystem
zur schnellen Messung
optischer Verstärkungen in Entladungen**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs
der Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

GERHARD ROLL

Dortmund

Bochum 1984

Ein optisch-mechanisches Wellenmodell
zur schnellen Messung
optischer Verhältnisse in Entfernungen

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
an der Rhein-Universität Bonn

VON

GERHARD ROLL

Geburtsort

Dissertation eingereicht am: 24. Oktober 1984
Tag der mündlichen Prüfung : 19. Dezember 1984
Referent : Prof. Dr. rer. nat. J. Mentel
Koreferent: Prof. Dr.-Ing. B. Schiek

Die vorliegende Arbeit wurde am Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Elektrooptik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt. Sie wurde finanziell gefördert vom Minister für Wissenschaft und Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen, dem ich meinen Dank ausspreche.

Für die Bereitstellung eines funktionstüchtigen Hohlkathoden-Entladungsgefäßes danke ich Herrn Prof. Dr. Bötticher und Herrn Prof. Dr. Kock vom Institut für Plasmaphysik der Universität Hannover.

Herrn Prof. Dr. H.-P. Popp danke ich für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die Einstellung als Wiss. Assistent, bevor er seinem Ruf an die Universität Karlsruhe folgte.

Herrn Prof. Dr. B. Schiek danke ich für die Übernahme des Koreferates trotz seines zeitaufwendigen Amtes als Dekan der Fakultät für Elektrotechnik.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. J. Mentel für die interessante Themenstellung und seine wohlwollende Förderung der Arbeit. Besonders erwähnen möchte ich die äußerst intensive Betreuung mit vielen wertvollen Diskussionen und Anregungen.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie für ihre Unterstützung und das Verständnis, das sie meiner Arbeit entgegenbrachte.

Inhalt	Seite
1. Einleitung	1
2. Grundlagen zur optischen Verstärkung und deren Messung	4
2.1 Der Absorptionskoeffizient	4
2.2 Rückführung des Absorptionskoeffizienten auf atomare Größen	5
2.3 Optische Verstärkung	9
2.4 Zusammenhang optische Verstärkung - Laserleistung	11
2.5 Prinzipielle Meßverfahren	24
2.5.1 Meßverfahren im Resonator	24
2.5.2 Meßverfahren mit Fremdlicht	29
2.5.3 Messung der Verstärkung der spontanen Emission	29
3. Ein System zur schnellen Messung der optischen Verstärkung	31
3.1 Realisierung des optischen Aufbaus	34
3.1.1 Rückkoppeloptik	39
3.1.2 Abbildungsoptik	43
3.1.3 Spektralapparat	45
3.1.4 getrennte Registrierung der beiden Polarisationsrichtungen	47
3.2 Störeinflüsse im optischen Versuchsaufbau	49
3.2.1 Der Einfluß doppelbrechender Komponenten im Strahlengang	49
3.2.2 Verluste in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung	52
3.2.3 Korrektur des Meßsignals	53
3.2.4 Die Transmission der Rückkopplungsoptik $S(\lambda)$	56
3.2.5 Dispersion des Spektralapparats	59
3.2.6 Justierungsgrenzen der optischen Empfänger	61
3.3 Auswahlkriterien und Betriebsbedingungen der optischen Empfänger	61
3.4 Steuerungs- und Auswerteelektronik	73

3.5 Systemsoftware	83
3.6 Fehlerabschätzung	93
4. Messungen an einer HeSe-Laserentladung	101
4.1 Verstärkungsmessung	102
4.2 Bestimmung der Elektronentemperatur	116
5. Messung an einer Cu-Hohlkathoden-Entladung	124
6. Zusammenfassung	134
7. Literaturverzeichnis	136
8. Lebenslauf	142
9. Anhang	143
- Verzeichnis der Abbildungen	A 1
- Spektrum der HeSe-Laserentladung	A 3

1. Einleitung

Die Absorption oder Verstärkung in optischen Medien, z. B. elektrischen Entladungen, stellt für die Diagnostik dieser Medien einen wesentlichen Parameter dar. Aus der Kenntnis des Absorptionskoeffizienten κ lassen sich beispielsweise Besetzungszahlen oder Elektronentemperaturen bestimmen. Wird κ negativ, d. h. wenn eine optische Verstärkung vorliegt, so kann mit einem solchen Medium mittels einer geeigneten Licht-Rückkoppl-Vorrichtung (Resonator) ein optischer Oszillator (Laser) aufgebaut werden. Die Realisierung eines Lasers ist von diversen Faktoren abhängig, selbst wenn ein Medium mit optischer Verstärkung vorliegt. So muß der Resonator bezüglich seiner Geometrie und seiner Reflexionsdaten auf die Geometrie des Laserrohres, die Laserwellenlänge und auf die Entladungsparameter abgestimmt sein. Außerdem werden an das Entladungsgefäß sehr hohe Qualitätsanforderungen gestellt. Letztlich müssen die Betriebsbedingungen für das aktive Medium meist eng toleriert optimiert werden. Der Laser-Entwickler, der an einem solchen System mit potentieller Verstärkung neue Laserlinien sucht oder bestehende Systeme optimiert, hat somit für viele jeweils optimierte Randbedingungen zu sorgen. Vorteilhaft wäre hier ein Meßverfahren, das diese Randbedingungen von der eigentlichen Aufgabe, der Messung oder Optimierung der optischen Verstärkung, abkoppelt und ohne den störenden Einfluß des Resonators einfach und schnell Meßergebnisse liefert.

Die Realisierung eines solchen Meßsystems ist in dieser Arbeit beschrieben. Es erlaubt, Verstärkungen oder Absorptionen aus dem Eigenlicht der Entladung zu messen. In erster Linie ist das System als leistungsfähiges Werkzeug für den Laserentwickler gedacht. Davon losgelöst sind Anwendungen in der spektroskopischen Meßtechnik und Plasmadiagnostik möglich.

Für ein solches Meßsystem geeignete optische Empfänger sind in Form von CCDs (charge-coupled devices) /1-3/, Photodiodenarrays /4/ oder Vidicons /5/ verfügbar, die über Kleinrechner ausgewertet werden können.

Komplette käufliche Systeme, z. B. das Optische Vielkanal-Meßsystem (OMA) /6/, zeichnen sich durch universelle Einsatzmöglichkeiten und leider auch durch hohe Preise aus. Spezielle Messungen, z. B. Simultanmessung zweier Spektren, die im Rahmen dieser Arbeit notwendig ist, wird nur über weiteren Materialaufwand teurer Komponenten möglich. Aus finanziellen Gründen wurde bei der Realisierung des in dieser Arbeit beschriebenen Meßsystems auf die Verwendung derartiger Komponenten verzichtet. An dem realisierten System wird ein Verstärkungsspektrum mit CCD-Empfängern auf 2048 Kanälen registriert. Dabei fallen große Datenmengen an, die eine rechnergestützte automatisierte Erfassung und Bearbeitung erfordern. Das System wurde völlig eigenständig mit einem Eigenbau-16-bit-Rechner entwickelt. Lediglich die optischen Empfänger wurden mit dem zugehörigen Analogteil erworben. Das Meßsystem ist angesichts der vielfältigen Steuerungsaufgaben, die teilweise in Echtzeit durchgeführt werden, maschinenspracheprogrammierbar mit einem entsprechenden Betriebssystem konzipiert.

Der optische Aufbau wurde so ausgelegt, daß nahezu beliebige Entladungsgefäße ohne Veränderungen des Aufbaus ausmeßbar sind. Die Messung erfolgt nach einem Zweikanal-Quotientenverfahren, wodurch Emissionsschwankungen der Entladung kompensiert werden. Die Entladungen können kontinuierlich oder gepulst betrieben werden, wobei gepulste Entladungen speziell in der Zündphase oder im after-glow gemessen werden können. Dazu werden die als optische Empfänger eingesetzten CCDs als schnelle optische Verschlüsse benutzt.

In dieser Arbeit werden zunächst einige prinzipielle Grundlagen zur optischen Verstärkung und deren Messung skizziert. Anschließend erfolgt eine Beschreibung des im Rahmen dieser Arbeit realisierten Meßsystems. Die Funktionsfähigkeit des Systems

wird durch Messungen an einer hier entwickelten Dauerstrich-HeSe-Entladung überprüft. Die Entladung emittiert über den gesamten sichtbaren Spektralbereich und im nahen Infrarotbereich Laserlinien, die in der Literatur beschrieben und die nach einer anderen Meßmethode teilweise hier bereits vermessen worden sind. Als Beispiel für plasmadiagnostischen Einsatz des Systems wird eine Elektronentemperaturbestimmung ebenfalls für diese Entladung durchgeführt. Im Anschluß folgen Untersuchungen an einer gepulst betriebenen Hohlkathoden-Entladung, die zur Untersuchung von Übergangswahrscheinlichkeiten für Schwermetalle am Institut für Plasmaphysik der Universität Hannover (Prof. Dr. Böttcher, Prof. Dr. Kock) entwickelt wurde.

2. Grundlagen zur optischen Verstärkung und deren Messung

2.1 Der Absorptionskoeffizient

Optische Verstärkung oder Absorption beschreibt die Wechselwirkung zwischen einer Lichtwelle und dem Ausbreitungsmedium. Absorption führt zu einer sinkenden Amplitude der Strahlung. Die entnommene Leistung wird dem Medium durch Anregung höherer Energiezustände zugeführt, die sich schließlich in einer Temperaturerhöhung äußert.

Es gilt das Beersche Gesetz /7/

$$L(x) = L(0) \cdot \exp(-\kappa x) \quad (1)$$

$$L = \text{Spektrale Strahldichte; } dL = \frac{dP}{dA \cdot d\Omega} \quad (2)$$

O, x = Ortskoordinaten

κ = Absorptionskoeffizient = $\text{const} > 0$

P = Strahlungsleistung

A = Strahlungsfläche

Ω = Strahlungsraumwinkel.

Für den Fall optischer Verstärkung wird κ negativ. Die Leistungszunahme der Welle muß durch das Medium (aktives Medium) abgedeckt werden. Die theoretische Grundlage für eine solche Wechselwirkung wurde 1917 von Einstein gelegt, nach 1928 experimentell bestätigt (Kopfermann, Ladenburg /8/) und 1960 durch Maimann in Form des ersten Lasers für Lichtwellenlängen praktisch ausgenutzt.

In den meisten physikalischen Systemen ist $\kappa > 0$, d.h. sie absorbieren. Die besonderen Bedingungen, unter denen Verstärkung möglich ist, werden im folgenden erläutert.

2.2 Rückführung des Absorptionskoeffizienten auf atomare Größen

Es soll von einem Medium, z. B. einem Gas ausgegangen werden, in dem nur diskrete Energiezustände der Teilchen besetzbar sind. Von den möglichen Energiezuständen werden die Zustände 1 und 2 mit den Energien E_1 und E_2 ($E_2 > E_1$) und den Besetzungszahlen N_1 und N_2 herausgegriffen. Das Medium sei von einem monochromatischen Strahlungsfeld durchsetzt, dessen Photonen die Energie

$$E = E_2 - E_1 = h \cdot f$$

h = Plancksches Wirkungsquantum

f = Frequenz des Strahlungsfeldes

aufweisen und sich im gleichen Mode befinden. Die Photonendichte sei $u(x)$. Nach Einstein /9/ sind die folgenden Energiezustandsänderungen der Teilchen des Mediums möglich:

- Spontane Emission: Ohne äußere Ursache (spontan) ereignen sich unter den N_2 Teilchen im Zustand 2 mit der Energie E_2 Übergänge in den Zustand 1 mit der Energie E_1 unter Aussendung eines Photons der Energie $E = h \cdot f$.
Zahl der Übergänge pro Zeiteinheit: $R_{Sp} = A_{21} \cdot N_2$; $A_{21} \neq f(u(x))$
 A_{21} = Einsteinkoeffizient für spontane Emission (Übergangswahrscheinlichkeit)
- Absorption: Ein Photon mit der Energie $E = h \cdot f$ wechselwirkt mit einem Teilchen im Zustand 1, wodurch das Teilchen in den Zustand 2 übergeht. Das Photon, dessen Energie $h \cdot f$ gerade der Differenzenergie $E_2 - E_1$ der Zustände 1 und 2 entspricht, wird absorbiert.
Zahl der Übergänge pro Zeiteinheit: $R_a = B_{12} \cdot N_1 \cdot u(x)$
 B_{12} = Einsteinkoeffizient für Absorption
- Induzierte Emission: Ein Photon der Energie $h \cdot f$ wechselwirkt mit einem Teilchen im Zustand 2. Dabei geht das Teilchen unter Aussendung eines Photons der Energie $E = h \cdot f$ in den Zustand 1 über. Das wechselwirkende Photon bleibt erhalten.
Es resultieren nach der Wechselwirkung zwei Photonen, wobei

das erzeugte Photon den Schwingungsmodus des wechselwirkenden Photons übernimmt.

Zahl der Übergänge pro Zeiteinheit: $R_i = B_{21} \cdot N_2 \cdot u(x)$

B_{21} = Einsteinkoeffizient für induzierte Emission

Die Absorption und die induzierte Emission stehen folglich in direkter Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld. Die spontane Emission liefert angesichts der großen Zahl möglicher Moden keinen zusätzlichen Anteil zum Strahlungsfeld. Allerdings wird durch spontane Emission die Besetzung des Zustandes 2 verringert. Eine detaillierte Betrachtung folgt in Kap. 2.4.

Im folgenden wird berechnet, welche relative Leistungsänderung das Strahlungsfeld beim Durchlauf eines Volumens der Kantenlänge L ($L^3 = V$) erfährt. Die Leistung, die das Strahlungsfeld in das Volumen einkoppelt, beträgt

$$P = \frac{N \cdot h \cdot f}{t} = \frac{N \cdot h \cdot f}{V} \cdot V \cdot \frac{c}{L \cdot n} = \frac{N \cdot h \cdot f \cdot L^2 \cdot c}{V \cdot n} \quad (3)$$

N = Anzahl der Photonen des Strahlungsfeldes im betrachteten Volumen V

c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

n = Brechungsindex des Mediums

Die Leistungsänderung dP berechnet sich nach /9/ zu

$$dP = (R_i - R_a) \cdot g(f) \cdot h \cdot f$$

$$dP = u(x) \cdot g(f) \cdot (B_{21} N_2 - B_{12} N_1) \cdot h \cdot f \quad (4)$$

$g(f)$ = Linienprofil

Mit

$$B_{12} = B_{21} \cdot \frac{g_2}{g_1} \quad (5)$$

g_n = statistisches Gewicht des Zustandes n

$$u(x) = \frac{N}{V} h \cdot f$$

folgt

$$dP = \frac{N \cdot h^2 \cdot f^2}{V} g(f) \cdot B_{21} \cdot (N_2 - N_1 \cdot \frac{g_2}{g_1}) \quad (6)$$

Die relative Leistungsänderung ergibt sich zu

$$\frac{dP}{P} = \frac{hfn}{L^2 c} \cdot g(f) \cdot B_{21} \cdot (N_2 - N_1 \cdot \frac{g_2}{g_1}) \quad (7)$$

Dieser Ausdruck läßt sich mit

$$\kappa(f) = \frac{hfn}{c} g(f) \cdot B_{21} \cdot (\frac{N_1}{V} \cdot \frac{g_2}{g_1} - \frac{N_2}{V}) \quad (8)$$

in das Beersche Gesetz (1) transformieren.

Der Einsteinsche Koeffizient B_{21} kann über

$$B_{21} = \frac{c^3}{hf^3 n^3 8\pi} \cdot \frac{1}{\tau_{Sp}} \quad (9)$$

$$\tau_{Sp} = \frac{1}{A_{21}} = \text{mittlere Lebensdauer des Zustandes 2, falls}$$

dieser nur durch spontane Emission zerfällt.

ausgedrückt werden:

$$\kappa(f) = \frac{c^2}{f^2 n^2} \cdot \frac{1}{8\pi \tau_{Sp}} \cdot g(f) \cdot (\frac{N_1}{V} \cdot \frac{g_2}{g_1} - \frac{N_2}{V}) \quad (10)$$

Das in Gleichung (4) eingeführte Linienprofil $g(f)$ beschreibt eine Verteilungsfunktion der Energien der emittierten Photonen. Falls die Emission ohne äußere Störungen erfolgt, resultiert die Energieverteilung der emittierten Photonen aus der natürlichen Lebensdauer der Zustände. Die endliche Lebensdauer führt aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation zu einer Energie-

unschärfe

$$\Delta E_i = \frac{h}{4\pi\tau_i} \quad (11)$$

der Zustände i. Für eine Zustandsänderung gilt

$$\Delta E_{ik} = \Delta E_i + \Delta E_k = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} \right) = \frac{h}{4\pi} \cdot \frac{1}{\tau}. \quad (12)$$

Eine Beschreibung dieser "natürlichen Linienbreite" liefert das Lorentz-Profil /9/

$$g_L(f) = \frac{2}{\pi\Delta f} \frac{1}{1 + ((f-f_0)/(\Delta f/2))^2} \quad (13)$$

mit $\Delta f = \frac{1}{2\pi\tau} = \text{Halbwertsbreite}$
 $f_0 = \text{Mittenfrequenz.}$

Weitere Verkürzung der Lebensdauer, z. B. durch abregende Stöße, bewirkt eine zusätzliche Verbreiterung des Linienprofils. Diese Verbreiterungen werden als homogen bezeichnet, wenn alle Teilchen gleichermaßen betroffen sind. Sie wird als inhomogen bezeichnet, wenn Teilmengen von Zuständen bzw. Gruppen von Teilchen eine diskrete Frequenzverschiebung erfahren und sich diese diskreten Frequenzverschiebungen statistisch zu einem Profil der beobachteten Linie zusammensetzen. In üblichen Laserentladungen ist insbesondere die Dopplerverbreiterung /10/ ein Beispiel für einen inhomogenen Verbreiterungsmechanismus. Für das Dopplerprofil ergibt sich aus der Maxwellverteilung der Teilchen

$$g_D(f) = \frac{2}{\Delta f} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \exp - \left(4 \cdot (\ln 2) \cdot \left(\frac{f-f_0}{\Delta f} \right)^2 \right) \quad (14)$$

mit

$$\Delta f = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot \frac{v}{c} \cdot f_0, \quad (15)$$

wobei v die wahrscheinlichste Geschwindigkeit in der Maxwell-Verteilung ist.

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

mit k = Boltzmann-Konstante
 T = Temperatur
 m = Teilchenmasse

Außerdem sind homogene Verbreiterungen durch Stöße (Druckverbreiterung) sowie inhomogene Verbreiterungen durch den Stark-Effekt aufgrund von Coulombfeldern der Ladungsträger (Stark-Effekt-Verbreiterung) zu beobachten. Für die Stoßverbreiterung gilt Beziehung (13) mit einer entsprechend größeren Halbwertsbreite.

2.3 Optische Verstärkung

Entscheidend für das Vorzeichen von κ ist das Verhältnis der Besetzungszahlen N_1/V zu N_2/V . Im Gleichgewichtsfall ist nach dem Boltzmannschen Verteilungsgesetz der energetisch tiefere Zustand 1 immer stärker besetzt als der energetisch höhere Zustand 2, was stets ein positives κ oder Absorption bedeutet. Ein aktives, Verstärkung zeigendes Medium ist nur im Nichtgleichgewichtszustand mit $(N_2/V) > (N_1/V) \cdot (g_2/g_1)$ möglich (Inversion).

Erwähnenswert ist, daß bei einem entarteten Niveau 1 mit $g_1 > g_2$ auch für $N_1/V > N_2/V$ Verstärkung möglich ist.

Der Zustand der Inversion kann nur über einen Pumpprozeß, beispielsweise /11/ durch chemische Reaktionen, optisches Pumpen, Elektronenstrahlanregung oder durch Anregung in einer elek-

trischen Entladung, erzeugt und erhalten werden. Spezielle Formen elektrischer Entladungen werden wegen ihres relativ hohen Wirkungsgrades, geringen Aufwands und der einfachen Handhabung bevorzugt zum Pumpen von Lasern eingesetzt. Aus diesem Grunde werden sich die folgenden Ausführungen auf Lasermedien in elektrischen Entladungen beziehen.

Von den zahlreichen möglichen Pumpverfahren sei der für den in Kapitel 4 vermessenen HeSe-Laser relevante charge-transfer betrachtet /12/.

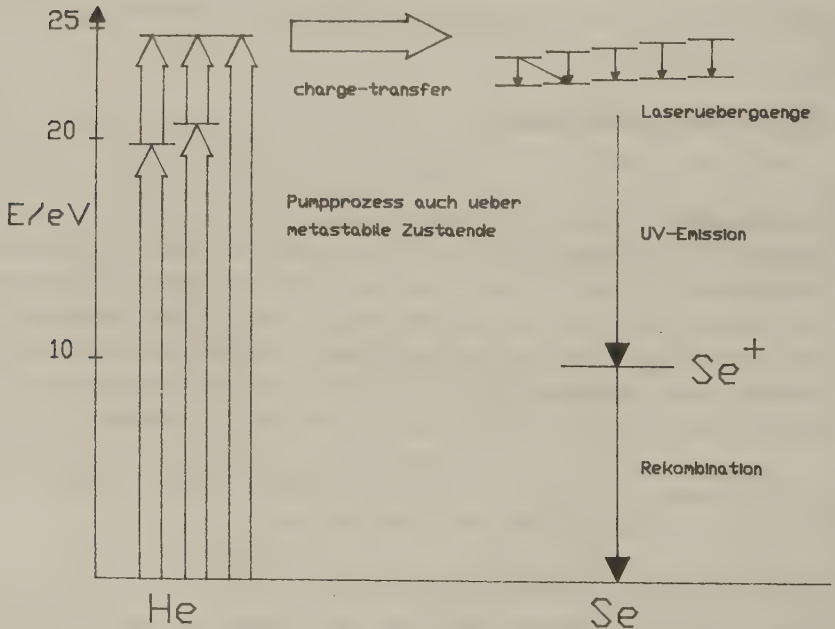


Abb. 1: Pumpen des HeSe-Lasers durch charge-transfer

Durch einen Stoß von He-Ionen im Grundzustand mit Se-Atomen werden diese ionisiert und angeregt. Über eine Vielzahl möglicher Laserübergänge mit für verschiedene Linien teilweise gemeinsamen oberen oder unteren Niveaus kann das Se-Ion in energetisch tieferen Zustände und letztlich durch Wandstöße in den atomaren Grundzustand zurückkehren.

Viele Linien können in einem breitbandigen Resonator gleichzeitig anschwingen. Dabei ist zu beobachten, daß starke gegenseitige Abhängigkeiten der Laserleistung von Linien mit gemeinsamen oberen oder unteren Niveaus existieren. Die Linien mit höherer Übergangswahrscheinlichkeit dominieren und können das Anschwingen einer Linie mit geringerer Übergangswahrscheinlichkeit, die ihrerseits aber durchaus in der Lage wäre, zu lasen, verhindern. Eine Suche nach solchen Linien mit Hilfe vieler selektiver Spiegel ist sehr aufwendig und daher praktisch fast unmöglich. Selektierende Elemente wie Prismen oder Gitter im Resonator führen zu so hohen Verlusten, daß schwache Linien ohnehin nicht mehr anschwingen können.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß selbst bekannte Lasersysteme weitere, bisher unbekannte Laserlinien aufweisen können, die nur in einem entsprechend schmalbandigen Resonator anschwingen würden.

2.4 Zusammenhang optische Verstärkung - Laserleistung

Die in Kap. 2.2 ermittelte Gleichung (10) für die optische Verstärkung gilt für konstante Besetzungszahlen. Wird, konstante Pumpleistung vorausgesetzt, die Leistungsichte des die Entladung durchsetzenden Strahlungsfeldes erhöht, so führt dies zu einer Abnahme der Besetzung des oberen Niveaus und damit zu sinkender Verstärkung. Es resultiert ein Sättigungseffekt für die Leistung des Strahlungsfeldes. Die beschriebene Abnahme der

Besetzungszahldifferenz kann einerseits durch den Laserübergang selbst hervorgerufen werden, zum anderen sind weitere Störmechanismen möglich, die die Besetzungszahldifferenz und somit die Verstärkung reduzieren. Zwei dieser Störfälle, die für den HeSe-Laser relevant sind, sollen bezüglich ihres Einflusses auf die Verstärkung und die Laserleistung untersucht werden.

Störfall 1:

Niveau 2 ist oberes Niveau eines zweiten Laserübergangs

Störfall 2:

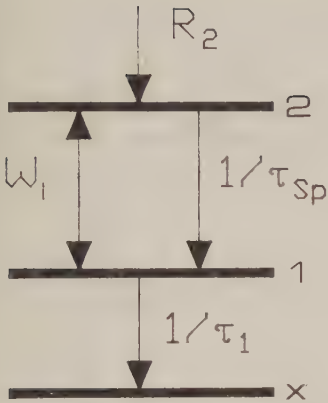
Niveau 1 ist unteres Niveau eines zweiten Laserübergangs.

Für beide Fälle wird der Quotient

$$q = \frac{\kappa_{\text{mit Störung}}}{\kappa_{\text{ohne Störung}}} = \frac{(N_2 - N_1)_{\text{mit Störung}}}{(N_2 - N_1)_{\text{ohne Störung}}} \quad (16)$$

berechnet. In dem Quotienten fallen jeweils alle Größen bis auf den Ausdruck $(N_2 - (g_2/g_1) \cdot N_1)$ heraus, wenn vorausgesetzt wird, daß sich im Störfall die Linienform $g(f)$ des Übergangs nicht ändert. Außerdem werden nichtentartete Zustände ($g_1 = g_2 = 1$) vorausgesetzt. Die Differenz der Besetzungsverhältnisse wird über die Ratengleichungen für den jeweiligen Fall im eingeschwungenen Zustand bestimmt. Dabei wird ein 4-Niveaus-System zugrundegelegt. Die Prozesse beim ungestörten Übergang sind in Abb. 2 dargestellt. In den Abb. 3 und 4 sind die Störfälle skizziert.

Um den Störfall 2 übersichtlicher zu gestalten, wurde auf eine detaillierte Darstellung des Pumpprozesses der Niveaus 2 und 3 verzichtet. Unter Vernachlässigung der Übergangswahrscheinlichkeiten $4 - 2$ und $4 - 3$ werden Pumpraten R_2 und R_3 mit der Bedingung $R_g = R_2 + R_3$ definiert.



R_2 = Pumprate Niveau 2

W_i = Übergangswahrscheinlichkeit
für induzierte Emission oder
Absorption

$1/\tau_{Sp}$ = Übergangswahrscheinlichkeit
für spontanen Übergang 2-1

$1/\tau_1$ = Übergangswahrscheinlichkeit
1-x oder Relaxationswahr-
scheinlichkeit

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - (N_2 - N_1) \cdot W_i - \frac{N_2}{\tau_{Sp}} = 0$$

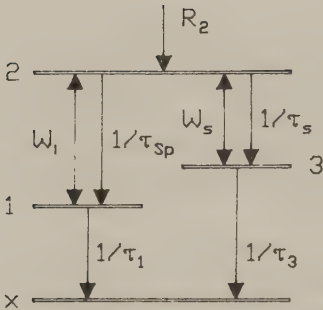
$$\frac{dN_1}{dt} = (N_2 - N_1) \cdot W_i + \frac{N_2}{\tau_{Sp}} - \frac{N_1}{\tau_1} = 0$$

$$N_2 - N_1 = \frac{R_2(\tau_{Sp} - \tau_1)}{\tau_{Sp} W_i + 1} \quad (17)$$

Abb. 2: Ratengleichungen für einen ungestörten Übergang

Diese Maßnahme bewirkt, daß in dem vereinfachten Modell der Sättigungseffekt durch eine Reduzierung der Besetzung des Niveaus 2 und durch eine zusätzliche Besetzung (über R_3) des Niveaus 1 gegeben ist. Der allgemeine Fall beschreibt genau dieses Verhalten, ist aber weitaus unübersichtlicher, da anstelle der Raten R_2 und R_3 sechs Übergangswahrscheinlichkeiten berücksichtigt werden müssen.

Zur anschaulichen Interpretation des Störverhaltens sind in Abb. 5 und 6 graphische Darstellungen von q über die jeweilige Störgröße angegeben.



$$\frac{dN_1}{dt} = (N_2 - N_1)W_i + \frac{1}{\tau_{sp}} N_2 - \frac{1}{\tau_1} N_1 = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} = R_2 - (N_2 - N_1)W_i - \frac{1}{\tau_{sp}} N_2 - (N_2 - N_3)W_s \\ - \frac{1}{\tau_s} N_2 = 0 \end{aligned}$$

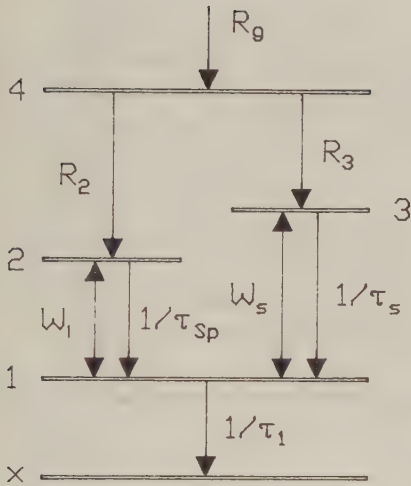
$$\frac{dN_3}{dt} = (N_2 - N_3)W_s + \frac{1}{\tau_s} N_2 - \frac{1}{\tau_3} N_3 = 0$$

$$N_2 - N_1 = \frac{R_2 \cdot (W_s \tau_3 + 1) \cdot ((1/\tau_1) - (1/\tau_{sp}))}{(W_i + (1/\tau_1)) \cdot (W_s + (1/\tau_s)) + (1/\tau_1) \cdot (W_s \tau_3 + 1) \cdot (W_i + (1/\tau_{sp}))}$$

$$q = \frac{1}{1 + \frac{\tau_1 \cdot (W_i + (1/\tau_1)) \cdot (W_s + (1/\tau_s))}{\tau_3 \cdot (W_i + (1/\tau_{sp})) \cdot (W_s + (1/\tau_3))}} \quad (18)$$

- mit
- R_n = Pumprate Niveau n
 - W_i = Übergangswahrscheinlichkeit für induzierte Emission oder Absorption für den gewünschten Übergang
 - $1/\tau_{sp}$ = Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission im gewünschten Laserübergang
 - W_s = Übergangswahrscheinlichkeit für induzierte Emission oder Absorption des störenden Laserübergangs
 - $1/\tau_s$ = Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission im störenden Laserübergang
 - $1/\tau_n$ = Übergangswahrscheinlichkeit des Niveau n oder Relaxationswahrscheinlichkeit

Abb. 3 : Störfall 1 für κ durch konkurrierende Prozesse



$$R_g = R_2 + R_3$$

$$\frac{dN_1}{dt} = (N_2 - N_1)W_i + (1/\tau_{sp})N_2 + (N_3 - N_1)W_s + (1/\tau_s)N_3 - (1/\tau_1)N_1 = 0$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - (N_2 - N_1)W_i - (1/\tau_{sp})N_2 = 0$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_3 - (N_3 - N_1)W_s - (1/\tau_s)N_3 = 0$$

$$N_2 - N_1 = \frac{R_2(\tau_{sp} - \tau_1) - R_3\tau_1}{W_i\tau_{sp} + 1}$$

$$q = 1 - \frac{R_3\tau_1}{R_2(\tau_{sp} - \tau_1)} \quad (19)$$

Legende siehe Abb. 3

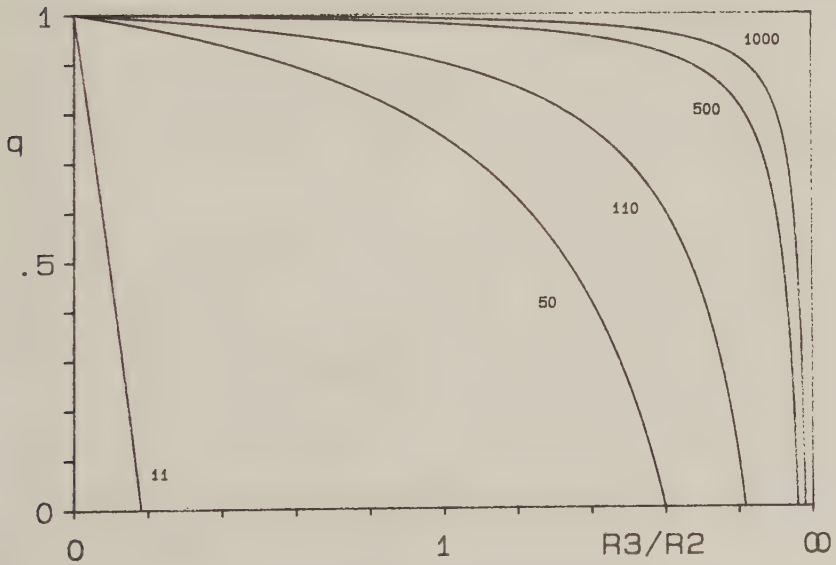
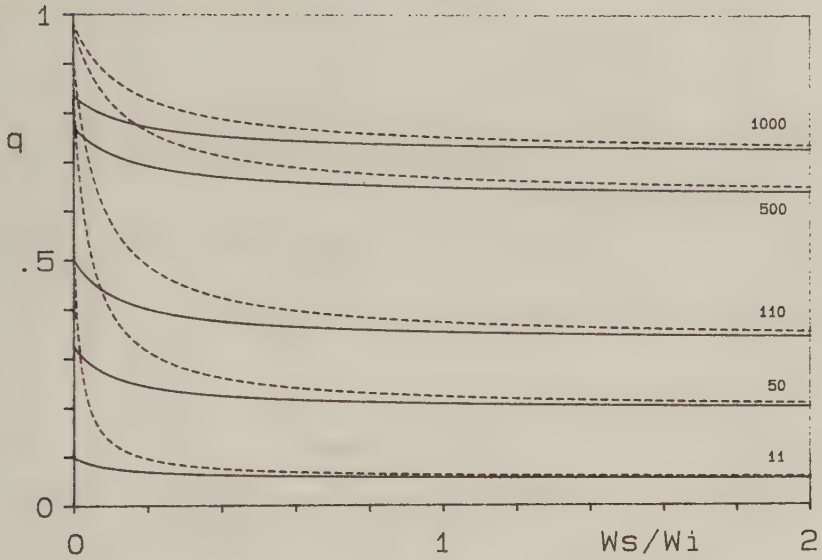
Abb. 4: Störfall 2 für κ durch konkurrierende Prozesse

Im oberen Teil der Abbildungen 5 und 6 ist für Störfall 1 der Quotient q , der das Verhältnis der Verstärkung des gestörten Falls zu der des ungestörten Falls beschreibt, über den Quotienten der Übergangswahrscheinlichkeiten für induzierte Emission des Störüberganges zum gewünschten Übergang aufgetragen. Parameter ist die reziproke Lebensdauer, also die Übergangswahrscheinlichkeit des unteren Laserniveaus für den gewünschten Übergang. Die durchgezogenen bzw. unterbrochenen Kurven entsprechen den beiden in der Legende angegebenen Werten von $1/\tau_s$. Die unten abgebildete Graphik stellt für Störfall 2 die Abhängigkeit von q von dem Verhältnis der Pumpraten des Störübergangs zum gewünschten Übergang dar. Der Parametersatz wurde jeweils so gewählt, daß der gewünschte Übergang einem Laserübergang entspricht.

Der Startwert $W_s/W_1 = 0$ im ersten Störfall markiert den Fall einer Störung allein durch spontane Emission ($1/\tau_s$), die bereits zu empfindlicher Abnahme von κ führen kann, insbesondere, wenn die Relaxationswahrscheinlichkeit des unteren Laserniveaus $1/\tau_1$ klein und die Übergangswahrscheinlichkeit $1/\tau_s$ verhältnismäßig groß ist. Mit steigendem W_s fällt q , wobei der Abfall für Störungen mit kleinem $1/\tau_s$ besonders ausgeprägt ist. Im Bereich großer W_s wird der Einfluß von $1/\tau_s$ durch die jetzt dominierenden induzierten Übergänge im Störkanal verdeckt.

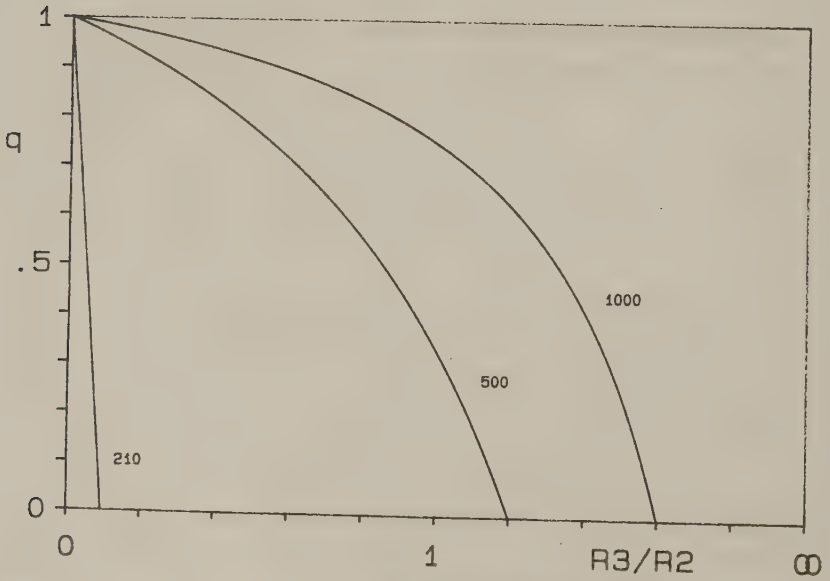
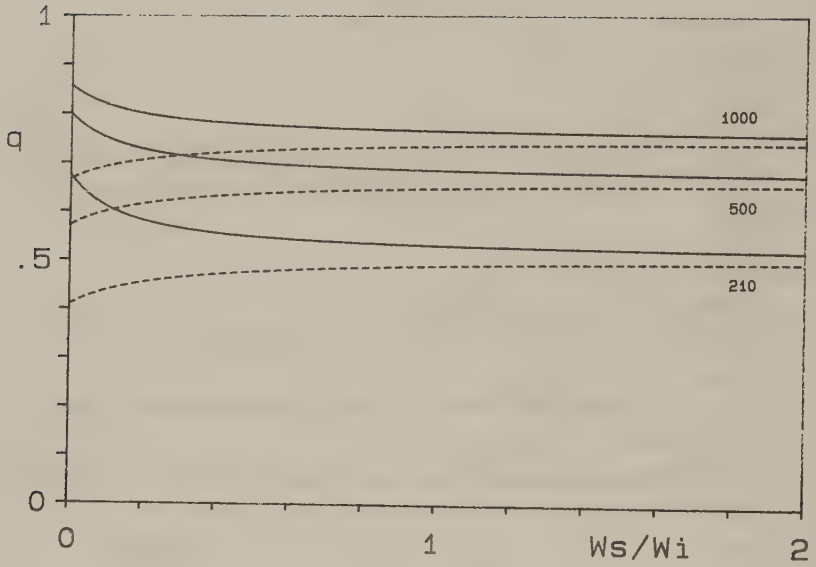
In Abb. 6 ist ein Anstieg von q und somit des gestörten κ über W_s/W_1 zu beobachten. Der Parametersatz ist in diesem Fall so gewählt, daß der Störübergang keinem Laserübergang entspricht, da die Lebensdauer des unteren Niveaus größer als die des oberen ist. In diesem Fall wirkt (ein fiktives!) W_s wie ein zusätzlicher Pumpprozeß für den gewünschten Laserübergang.

Der zweite Störfall stellt sich weitaus einfacher dar, wenn man (18) und (19) vergleicht. Es tritt keine Abhängigkeit von W_s



$W_i=1000$, $1/\tau_{sp}=10$, $R_g=10000$, $1/\tau_3=200$, $1/\tau_s=100$ —, $1/\tau_s=10$ ---
 Dimension aller Größen: 1/Zeiteinheit, Parameter $1/\tau_1$

Abb. 5: κ/κ_0 als Funktion der Störgrößen, Parametersatz 1



$W_i=1000$, $1/\tau_{sp}=200$, $R_g=10000$, $1/\tau_3=200$, $1/\tau_s=100$ —, $1/\tau_s=300$ ---
 Dimension aller Größen: 1/Zeiteinheit, Parameter $1/\tau_1$

Abb. 6: κ/κ_0 als Funktion der Störgrößen, Parametersatz 2

und $1/\tau_s$ auf, was durch den Ansatz über die Pumprate R_3 zu erklären ist, die bei kleinen Übergangswahrscheinlichkeiten W_s und $1/\tau_s$ für eine entsprechend hohe Besetzung des Zustands 3 sorgt, so daß im eingeschwungenen Zustand R_3 letztlich direkt auf Zustand 1 wirkt. Wie im ersten Störfall ist auch hier eine starke Abhängigkeit von q von $1/\tau_1$ zu beobachten. Wird $1/\tau_1$ auf die Größenordnung von $1/\tau_{sp}$ erhöht, so reichen kleine Pumpraten auf dem Störübergang, um q drastisch abfallen zu lassen. Bei hinreichend großem $1/\tau_1$ ist q auch gegen Störraten R_3 in der Größenordnung von R_2 relativ unempfindlich.

In beiden Fällen ist zu erkennen, daß q , also κ im gestörten Fall, stark mit der induzierten Emission in dem konkurrierenden Übergang abnehmen kann. Linien, die außerhalb eines Resonators Verstärkung aufweisen, können daher möglicherweise im Resonatorbetrieb wegen konkurrierender Linien nicht anschwingen. Nur in einem selektiven Resonator, der das Anschwingen des Störübergangs verhindert, würde Lasertätigkeit beobachtet werden können.

Hier wird ein Nachteil der üblichen Verstärkungsmeßmethode mit Resonator sichtbar. Mögliche Laserlinien sind gegebenenfalls nicht beobachtbar, wenn konkurrierende Linien mit den gleichen Spiegeln lasen.

Die starke Abhängigkeit einzelner Linien wurde hier am HeSe-Laser beobachtet. Bei einem Experiment zeigte sich, daß nach Freigabe des unterbrochenen Resonators zunächst eine Laserlinie erschien, dann aber im Laufe einiger Sekunden verlosch, während eine weitere Linie an Intensität gewann. Bei einem zweiten Experiment wurde beobachtet, daß zwei Linien im Sekundenrhythmus abwechselnd erschienen und wieder verschwanden. Die berechnete Abhängigkeit der konkurrierenden Übergänge konnte so experimentell sehr eindrucksvoll nachgewiesen werden /13/.

Die Störfälle 1 und 2 beschreiben die Sättigung der Verstärkung, die durch die Störung bewirkt wird. Um eine umfassendere Aussage über κ machen zu können, muß der Eigensättigungseffekt, der sich durch eine entsprechende Übergangsrate im Laserübergang losgelöst von Störungen einstellt, zusätzlich berücksichtigt werden. Dazu sei ein System mit homogener Linienverbreiterung betrachtet.

$$\text{Mit } W_i = W_i(f) = u(x, f) \cdot B_{21} \cdot g(f) \quad (20)$$

$$\text{sowie } B_{21} = \frac{c^3}{8\pi n^3 h f^3} \cdot \frac{1}{\tau_{Sp}} \quad (21)$$

$$\text{folgt } W_i(f) = u(x, f) \cdot \frac{c^3}{8\pi h^3 h f^3} \cdot \frac{1}{\tau_{Sp}} \cdot g(f).$$

Die Energiedichte $u(x, f)$ kann über die Strahlungsleistung $P(f)$, die Strahlungsfläche A , die vereinfachend als konstant vorausgesetzt wird und die Ausbreitungsgeschwindigkeit c/n ausgedrückt werden:

$$P(f) = \frac{c}{n} \cdot u(x, f) \cdot A.$$

Es folgt

$$W_i(f) = P(f) \cdot \frac{c^2}{8\pi n^2 h f^3} \cdot \frac{1}{\tau_{Sp}} \cdot g(f) \cdot \frac{1}{A}. \quad (22)$$

Gleichung (17) liefert für den ungestörten Übergang im Leerlauf ($W_i = 0$)

$$N_2 - N_1 = R_2 \cdot (\tau_{Sp} - \tau_1) \equiv \Delta N_0 \quad (23)$$

ΔN_0 = Leerlaufbesetzungszahldifferenz des ungestörten Übergangs

und für $W_i \neq 0$ mit (22) und (23)

$$N_2 - N_1 = \frac{\Delta N_0}{1 + \frac{P(f)}{A} \cdot \frac{c^2}{8\pi n^2 hf^3} \cdot g(f)} \quad (24)$$

Mit $P_{s0}(f) = \frac{8\pi n^2 hf^3 A}{c^2 g(f)} \quad (25)$

wird die Sättigungsleistung des ungestörten Laserübergangs definiert. Die Sättigungsleistung $P_{s0}(f)$ entspricht derjenigen Resonatorleistung $P(f)$, für die die Verstärkung auf den halben Wert der Leerlaufverstärkung abgesunken ist. Es ist zu beachten, daß die Sättigungsleistung über das Linienprofil von f abhängt. Sie stellt eine sehr anschauliche Größe zur Abschätzung der Abnahme der Verstärkung als Funktion der induziert emittierten Strahlungsleistung dar. Eine hohe Sättigungsleistung charakterisiert einen Übergang mit relativ unempfindlichem $\kappa(f)$ gegen Sättigungseffekte.

Es folgt

$$(N_2 - N_1) = \frac{\Delta N_0}{1 + P(f)/P_s(f)} \quad (26)$$

und eine Erweiterung von (26) mit dem Term

$$\frac{c^2}{f^2 n^2} \cdot \frac{1}{8\pi \tau_{sp}} \cdot g(f) \cdot \frac{1}{V}$$

aus (10) liefert

$$\kappa(f) = \frac{\kappa_0(f)}{1 + P(f)/P_s(f)} \quad (27)$$

mit $\kappa_0(f)$ = Leerlaufverstärungskoeffizient.

Gleichung (27) beschreibt den Sättigungseffekt von $\kappa(f)$ für einen ungestörten Laserübergang nach Abb. 2. Werden die Stör-

fälle 1 und 2 nach Abb. 3 und 4 berücksichtigt, so ergibt sich für die Sättigungsleistungen bzw. Leerlaufverstärkungskoeffizienten im jeweiligen Störfall

$$P_{s1}(f) = P_{s0}(f) \cdot \frac{\tau_{sp}(W_s + 1/\tau_s) + (W_s \tau_3 + 1)}{\tau_1(W_s + 1/\tau_s) + (W_s \tau_3 + 1)} \quad (28)$$

$$\Delta N_{0,1} = \Delta N_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{W_s \tau_{sp} + \tau_{sp}/\tau_3}{W_s \tau_3 + 1}} \quad (29)$$

$$P_{s2}(f) = P_{s0}(f) \quad (30)$$

$$\Delta N_{0,2} = \Delta N_0 \cdot (1 - \frac{R_3 \tau_1}{R_2(\tau_{sp} - \tau_1)}) \quad (31)$$

Im ersten Störfall liegt ein reduzierter Leerlaufverstärkungskoeffizient und eine größere Sättigungsleistung als im ungestörten Fall vor. Der verkleinerte Verstärkungskoeffizient ist somit weniger stark von Sättigungseffekten abhängig. Im zweiten Störfall ist die Sättigungsleistung gleich der Sättigungsleistung des ungestörten Falls, während der Leerlaufverstärkungskoeffizient reduziert wird.

Sämtliche bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf in allen Merkmalen übereinstimmende Teilchenzustände. Betrachtet man aber z. B. einen inhomogenen, dopplerverbreiterten Übergang (14), so können einzelne Klassen von Teilchen mit einer entsprechenden Geschwindigkeitsverteilung unterschieden werden, die jeweils mit einer der homogenen Linienform entsprechenden Verteilung emittieren können, wobei Emissionen der einzelnen Klassen unterschiedliche Mittenfrequenzen aufweisen. Ein Strahlungsfeld, dessen spektrale Verteilung der Emission einer der unterscheidbaren Klassen entspricht, wird, falls Inversion vorliegt, gerade die Verstärkung dieser einen Klasse sättigen. Betrachtet man das Verstärkungsprofil der inhomogenen Linie, so tritt der Sättigungseffekt, also die Abnahme des Verstärkungskoeffizienten, nur an

einer begrenzten Stelle mit einer begrenzten Verteilung auf. Die Verteilung entspricht dabei der homogenen Linienbreite der betreffenden Klasse und die Stelle des Einbruchs entspricht der Mittenfrequenz des Übergangs dieser Klasse. Wird ein dopplerverbreitertes, Inversion aufweisendes Medium als Laser in einem Resonator betrieben, so tritt durch das hin- und rücklaufende Strahlungsfeld der Sättigungseffekt für zwei Klassen von Teilchen ein, deren Mittenfrequenzen gerade der Mittenfrequenz des Strahlungsfeldes entsprechen. Betrachtungen über das Sättigungsverhalten bei inhomogen verbreiterten Linien können somit in ähnlicher Weise wie für homogene Linien erfolgen, wenn beachtet wird, daß dabei nur bestimmte Klassen von Teilchen berücksichtigt werden /14/.

Aus dem Leerlaufverstärkungskoeffizienten $\kappa_0(f)$ und der Sättigungsleistung $P_s(f)$ läßt sich für einen eingeschwungenen Laser die auskoppelbare Leistung berechnen. Werden homogene Linienverbreiterung, kleine Gesamtverluste V und ein Auskoppelspiegeltransmissionsgrad T vorausgesetzt, so ergibt sich für die Resonatorleistung P_R die Beziehung

$$P_R = \frac{P_{ind}}{T+V} \quad (32)$$

Die zuvor beschriebenen Sättigungseffekte begrenzen dabei die durch induzierte Emission erzeugte Leistung P_{ind} . Die ausgekoppelte Leistung P_A folgt aus P_R mit

$$P_A = T \cdot P_R \quad (33)$$

Im eingeschwungenen Zustand müssen die auftretenden Verluste sowie der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels über die Verstärkung in der aktiven Länge l kompensiert werden.

$$T + V = \kappa(f) \cdot l = \frac{\kappa_0(f) \cdot l}{1 + P(f)/P_s(f)} \quad (34)$$

Aus (27), (33) und (34) folgt

$$P_A = P_S \left(\frac{T}{V+T} \cdot \kappa_0(f) \cdot l - T \right) \quad (35)$$

oder durch Definition der Kleinsignalverstärkung g_0

$$P_A = P_S \left(\frac{T}{V+T} \cdot g_0 - T \right) \quad (36)$$

Durch Ableitung von (36) nach T ergibt sich eine maximale Ausgangsleistung für

$$T_{\text{opt}} = \sqrt{V \cdot g_0} - V \quad (37)$$

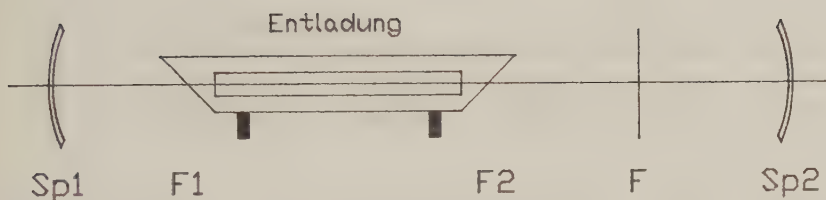
2.5 Prinzipielle Meßverfahren

Seit der ersten Realisierung des Lasers wurde eine Vielzahl von verschiedenartigsten Ausführungsformen veröffentlicht. Sehr viele Autoren haben den wichtigen Parameter "Verstärkung" für ihr System gemessen. Eine Auflistung aller Verfahren mit allen Details kann an dieser Stelle nicht vorgenommen werden. Stellvertretend sollen lediglich drei Grundprinzipien aufgezeigt und diskutiert werden.

2.5.1 Meßverfahren im Resonator

Diese Meßverfahren setzen voraus, daß ein funktionsfähiger Laser mit einem optimierten Resonator existiert.

Eine sehr einfache Meßmethode besteht darin, in den Resonator Filter mit bekannten Absorptionsfaktoren einzubringen /15/. Die Laseroszillation wird genau dann aussetzen, wenn die gesamten Verluste im Resonator gleich der Gesamtverstärkung werden.



$$\exp - \kappa L = V_{Sp1}/2 + V_{F1} + V_{F2} + V_F + V_{Sp2}/2$$

V_x = Verlust des Elements x

Abb. 7: Prinzip der "Maximal Loss"-Meßmethode

Bei Lasern mit hochverstärkenden Medien müssen die Verluste aufgeteilt vor beide Resonatorspiegel gebracht werden /16/. Die Schwierigkeiten dieses Verfahrens liegen zum einen in der Positionierung der Filter, an die im übrigen hohe optische Anforderungen bezüglich Oberflächenbeschaffenheit, Keilwinkel und Homogenität gestellt werden müssen, und andererseits darin, die Verluste der Spiegel und Fenster hinreichend genau zu bestimmen. Außerdem werden Filter mit entsprechend kleiner Transmissionsabstufung benötigt.

Eine Verfeinerung dieses Meßverfahrens für den Fall, daß die Laserstrahlung durch Brewsterfenster linear polarisiert wird, zeigt Abb. 8.

Durch entgegengesetzte Drehung der beiden Quarzplatten hoher optischer Qualität P_1 und P_2 um gleiche Beträge kann ohne Nachjustierung des Resonators eine vom Einstellwinkel α abhängige Leistung $P_A(\alpha)$ ausgekoppelt werden, wenn die Drehachsen der Platten und die Normalen auf den Flächen, die durch die einfallenden und reflektierten oder transmittierten Strahlen der Fenster F_1 und F_2 aufgespannt werden, parallel sind.

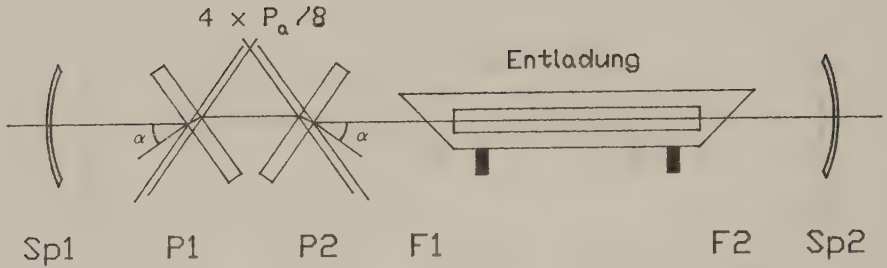


Abb. 8: Messung der optischen Verstärkung durch variable Verluste

Der leistungsbezogene Reflexionsfaktor R lässt sich berechnen aus der Fresnelschen Gleichung

$$R = r_{\parallel}^2 = \left(\frac{n_2 \cdot \cos \alpha_1 - n_1 \cdot \cos \alpha_2}{n_1 \cdot \cos \alpha_2 + n_2 \cdot \cos \alpha_1} \right)^2 \quad (38)$$

und dem Snelliusschen Brechungsgesetz

$$n_1 \cdot \sin \alpha_1 = n_2 \cdot \sin \alpha_2. \quad (39)$$

Es ergibt sich

$$R = r_{\parallel}^2 = \left(\frac{n_2 \cdot \cos \alpha_1 - n_1 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \cdot \sin^2 \alpha_1}}{n_2 \cdot \cos \alpha_1 + n_1 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \cdot \sin^2 \alpha_1}} \right)^2 \quad (40)$$

für eine Reflexion beim Eintritt in die Quarzplatte und zu

$$R = r_{\parallel}^2 = \left(\frac{n_2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \cdot \sin^2 \alpha_2} - n_1 \cdot \cos \alpha_2}{n_2 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \cdot \sin^2 \alpha_2} + n_1 \cdot \cos \alpha_2} \right)^2 \quad (41)$$

für eine Reflexion beim Austritt aus der Quarzplatte mit jeweils

- α_1 = Eintrittswinkel
- α_2 = Austrittswinkel
- n_1 = Brechungsindex des Mediums auf der Einfallseite
- n_2 = Brechungsindex des Mediums auf der Austrittsseite
- $r_{||}$ = Feldstärke-bezogener Reflexionsfaktor

Der Vorzeichenwechsel von $r_{||}$ beim Übergang von (40) auf (41), der den Phasensprung der Feldstärke kennzeichnet, ist für eine Leistungsbetrachtung nicht relevant, so daß die weiteren Berechnungen mit Gleichung (40) oder (41) erfolgen können.

Bei einem kompletten Umlauf wird von der im Resonator zur Verfügung stehenden Leistung P_R der Anteil

$$P_A = P_R \cdot (1 - (1-R)^8) \quad (42)$$

an den Quarzplatten ausgekoppelt. Wird P_A über den Proportionalitätsfaktor aus (42) aufgetragen, so ergibt sich mit

$$P_R = P_S \cdot \left(\frac{g_0}{V + (1 - (1-R)^8)} - 1 \right)$$

ein prinzipieller Verlauf nach Abb. 9.

Die Ermittlung der optischen Verstärkung für den stärksten axialen Mode ist aus diesem Verlauf bei bekannten Verlusten V an Sp_1 , Sp_2 , F_1 und F_2 möglich. Vorteilhaft bei diesem Verfahren ist, daß sich die Verluste V aus der "Auskoppelkurve" nach Abb. 9 für homogen verbreiterte Linien bestimmen lassen. Aus der Beziehung $T_{\max} + V = g_0$ und (37) folgt

$$V = \frac{T_{\max}^2 - T_{\text{opt}}^2}{2T_{\text{opt}}} = \frac{(1 - (1-R_{\text{opt}})^8)^2}{(1 - (1-R_{\max})^8) - 2 \cdot (1 - (1-R_{\text{opt}})^8)}$$

Dieses Verfahren, dessen Durchführung hohe Anforderungen an den Experimentator stellt, liefert außer der optischen Verstärkung

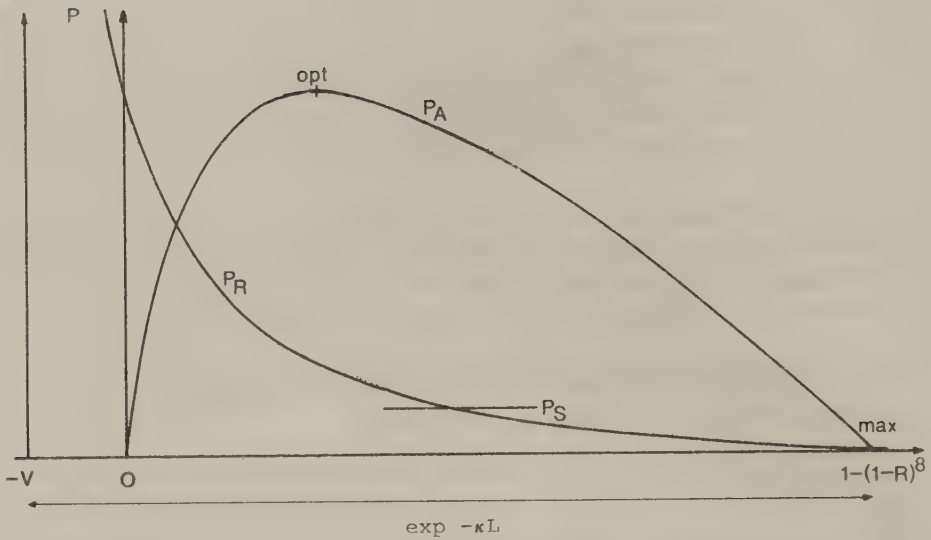


Abb. 9: Ausgekoppelte Leistung und Abhängigkeit vom Auskoppelgrad

Informationen über den optimalen Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels, die Resonatorleistung P_R und die Sättigungsleistung P_S .

Bei den Meßmethoden am lasenden System ist es nachteilig, daß für jedes Entladungsgefäß und für jede zu untersuchende Wellenlänge ein geeigneter Resonator zur Verfügung stehen muß. Außerdem müssen die Entladungsfenster Laserqualität aufweisen, was in der Experimentierphase den konstruktiven und finanziellen Aufwand unnötig erhöht. Die gezielte Suche nach unbekannten Linien ist angesichts der extrem vielfältigen möglichen Parameterkombinationen, die im allgemeinen nur für ganz wenige, optimal aufeinander abgestimmte Zustände tatsächlich zur Laseroszillation führen, sehr aufwendig. Die Messung an bekannten Linien nach dem Verfahren mit Filtern ist durch die schwierig zu ermittelnden Gesamt-

verluste stark fehlerbehaftet und nach dem verfeinerten Verfahren sehr aufwendig. Die Messung von Absorptionen ist nicht möglich.

2.5.2 Meßverfahren mit Fremdlicht

Bei diesen Meßverfahren wird die zu vermessende Entladung ohne Resonator betrieben, wobei im allgemeinen von bekannten Laserlinien ausgegangen wird. Ein häufig benutztes Verfahren besteht darin, als Fremdlichtquelle einen Laser als Oszillator zu betreiben, dessen (schwache) Strahlung in der Testentladung verstärkt wird. Durch Messung der Laserleistung vor und hinter der zu untersuchenden Entladung und Anwendung des Beerschen Gesetzes (1) kann die Verstärkung ermittelt werden. Der Fremdlichtlaser kann dabei das gleiche Medium wie die zu untersuchende Entladung aufweisen /17/ oder in seiner Wellenlänge so abgestimmt sein, daß er in der Lage ist, das obere Laserniveau der Testentladung abzuräumen /18/. Nach diesem Meßverfahren läßt sich ein universell einsetzbares Meßsystem nur mit sehr großem apparativen Aufwand, beispielsweise mit einem sehr schmalbandigen durchstimmbaren Farbstofflaser realisieren. Außerdem ist eine von der Entladungsgefäßgeometrie abhängige Abbildungsoptik sowie eine spektralauflösende Meßeinrichtung notwendig.

2.5.3 Messung der Verstärkung der spontanen Emission

Bei diesem Meßverfahren werden weder Fremdlichtquellen noch Resonatoren benötigt. Es sind jedoch zwei zeitlich voneinander getrennte Messungen erforderlich /19/:

- das die Entladung an einem Ende verlassende Licht wird gemessen (direktes Licht), das die Entladung am entgegengesetzten Ende verlassende Licht gelangt nicht in die Entladung zurück. Gemessen wird allein das direkt emittierte Licht.
- das die Entladung am entgegengesetzten Ende verlassende Licht wird über einen Spiegel in die Entladung zurückreflektiert,

durchläuft die Entladung, erfährt dabei eine Verstärkung oder Absorption und wird, überlagert mit dem direkten Licht, gemessen.

Aus den beiden Signalen kann, wie in Kap. 3 gezeigt wird, die Verstärkung ermittelt werden. Allerdings sind zwei getrennte Messungen notwendig, was eine stabil emittierende Entladung zwingend voraussetzt.

Diese Einschränkung kann durch einen in /20/ vorgeschlagenen Aufbau beseitigt werden. Hier wird die Entladung zwischen zwei Detektoren betrieben. Vor dem einen Detektor befindet sich ein halbdurchlässiger Spiegel. Aus dem von dem Spiegel hindurchgelassenen Teil des Lichtes kann die direkte Emission bestimmt werden, der reflektierte Teil durchläuft die Entladung erneut, wird verstärkt oder absorbiert und liefert auf dem zweiten Detektor eine Information über die Verstärkung oder Absorption. Hier werden beide Detektorsignale gleichzeitig erfaßt, wenn man von der Zeitverzögerung durch die Lichtlaufzeit, die aber angesichts der notwendigerweise verhältnismäßig viel längeren Meßzeit vernachlässigt werden kann, absieht. Nachteilig ist, daß bei spektral aufgelösten Messungen zwei Spektralapparate benötigt werden. Außerdem fehlt bei der in /20/ angegebenen Realisierung ein optisches Abbildungssystem, so daß von der speziellen Entladungsform abhängige Geometriefaktoren berücksichtigt werden müssen.

Das Prinzip, die Verstärkung der spontanen Emission zu messen, ist vom apparativen Aufwand her das günstigste der Meßverfahren. Wünschenswert wäre eine Realisierung, die mit einem Spektralapparat gleichzeitig das direkte und das verstärkte Licht in einem breiten Spektralbereich erfaßt. Eine solche Realisierungsmöglichkeit wird im folgenden vorgestellt.

3. Ein System zur schnellen Messung der optischen Verstärkung

In Kap. 2 wurden verschiedene Schwierigkeiten aufgezeigt, die mit einer Messung der optischen Verstärkung verknüpft sind. Die aus diesen Problemen und zusätzlichen praktischen Gesichtspunkten resultierenden Anforderungen an das Meßsystem sind im folgenden zusammengestellt.

- Als Meßprinzip soll das Verfahren der Messung der Verstärkung der spontanen Emission Verwendung finden.

Alternative Meßverfahren, die einen optischen Resonator benötigen, sind sehr unflexibel, da ein für die jeweiligen Bedingungen bezüglich seiner Geometrie und Reflexionsdaten optimierter Resonator vorhanden sein muß, der außerdem noch sehr schwierig zu justieren ist und unnötige optische Verluste aufweist, die das Anschwingen schwacher Linien erschweren oder verhindern können. Zusätzlich kann, wie in 2.4 gezeigt wurde, durch gekoppelte Linien das Anschwingen durchaus laserfähiger Linien verhindert werden. Letztlich sind Entladungsfenster von hoher optischer Qualität erforderlich.

Das Verfahren nach 2.5.2 scheidet wegen des hohen apparativen Aufwands aus.

Das hier vorgeschlagene System hat den Vorteil, daß jeweils der ungesättigte Fall gemessen wird. Es ist ohne Einschränkungen für nahezu beliebige Entladungsarten geeignet, vorausgesetzt, die emittierte Intensität ist ausreichend und die Messung soll im verfügbaren Wellenlängenbereich erfolgen.

- Das Meßverfahren soll möglichst "schnell" sein.

Durch ein schnelles Meßsystem ist die Möglichkeit gegeben, Parameterstudien mit vertretbarem Zeitaufwand durchzuführen. Dies ist besonders in der Entwicklungsphase von Entladungsrohren wichtig, wenn die gewünschten Eigenschaften nur bei eng tolerierten

oder stark voneinander abhängigen Parametern auftreten. Grundvoraussetzung für ein schnelles System ist die Verwendung von optischen Vielkanaldetektoren, die die Registrierung eines Spektrums erlauben.

- Die Messung soll an gepulsten sowie kontinuierlichen Entladungen möglich sein, wobei die Messung an gepulsten Entladungen zeitaufgelöst in dem Sinne durchgeführt werden soll, daß ab bzw. bis zu einem definierten Zeitpunkt bezogen auf den Triggerzeitpunkt der Entladung gemessen wird.

Diese Anforderung ist für die Suche nach neuen Laserlinien von entscheidender Bedeutung. "Schnelle" Laserübergänge weisen nur für extrem kurze Zeit nach der Anregung Besetzungsinversion auf, während gegebenenfalls für längere Zeit spontane Emission erfolgen kann. Bei einer zu langen Meßzeit könnte der Verstärkungseffekt überdeckt werden. Andererseits ist es denkbar, daß erst nach einer gewissen Zeit, z.B. in der Nachleuchtphase (after-glow), die Bedingungen für optische Verstärkung vorliegen. Dann soll die Messung aber auch erst zu diesem Zeitpunkt einsetzen.

- Die zur Berechnung der Verstärkung zu messenden Signale müssen gleichzeitig erfaßt werden.

Die Ermittlung der Verstärkung wird, wie später noch ausgeführt werden wird, nach einem Quotientenmeßverfahren erfolgen. Aus dem Verhältnis zweier Spektren wird die Meßgröße berechnet. Werden die Spektren nicht gleichzeitig aufgenommen, gehen Emissionsschwankungen der kontinuierlichen Entladung in die Messung ein, oder, was weitaus gravierender ist, würden für gepulste Entladungen zwei verschiedene "Schüsse" zur Auswertung gelangen. Die Reproduzierbarkeit der Emission von gepulsten Entladungen reicht aber besonders in der Entwicklungsphase der Entladung keinesfalls zu einer numerischen Auswertung aus.

Diese Anforderung könnte fallengelassen werden, wenn über hinreichend viele Messungen die Spektren gemittelt würden. Das widerspräche aber der Forderung nach einem schnellen System und würde zusätzlich, beispielsweise bei der Verwendung von Thyratrons oder Testentladungen geringer Lebensdauer, die Betriebskosten in die Höhe treiben.

- Die Messung soll in einem breiten spektralen Bereich möglich sein.

Diese Forderung wird durch die Verfügbarkeit entsprechender optischer Komponenten und optischer Empfänger eingeschränkt. Wird der optische Aufbau zu breitbandig, so steigen die optischen Verluste und der Signal-Stör-Abstand einer Messung wird verringert. Das realisierte System ist für einen Wellenlängenbereich von 400 - 1000 nm, also den sichtbaren und nahen IR-Bereich, konzipiert.

- Entladungsgefäße mit Fenstern geringer optischer Qualität sind zugelassen

Laserfähige Entladungsrohre sind schwierig herzustellen und bei Verwendung guter Brewsterfenster teuer. Dieser Aufwand ist für Testrohre nicht vertretbar.

- Die Messung soll im Dialog mit dem Benutzer erfolgen.

Sinnvollerweise erfolgt die Erfassung und Auswertung ganzer Spektren rechnergestützt. Um den Benutzer jederzeit über den Systemzustand zu informieren und die Möglichkeit zum Eingriff zu geben, ist ein Dialogverkehr sinnvoll. Die eigentliche Messung läuft vollautomatisch ab.

- Zur Messung extrem schwacher Signale ist für kontinuierliche Entladungen die Möglichkeit eines Photomultiplier-Betriebs vorzusehen.

Zur gezielten Messung einzelner, sehr schwacher Linien erweitert diese Option das Meßsystem. Die Photomultiplier-Messung soll dabei voll systemfähig erfolgen, d. h. alle Auswerteroutinen und Korrekturfunktionen, soweit erforderlich, bleiben erhalten. Nicht realisierbar ist in diesem Fall eine gleichzeitige Messung der zur Bestimmung der Verstärkung benötigten Größen.

Mit einem nach diesem Konzept realisierten Meßsystem lassen sich selbstverständlich neben der Verstärkungsmessung auch andere spektroskopische Untersuchungen durchführen, für die die Aufnahme und Verarbeitung von Spektren nötig ist.

3.1 Realisierung des optischen Aufbaus

Der Versuchsaufbau zur Messung der optischen Verstärkung aus der Verstärkung der spontanen Emission muß entsprechend den gestellten Bedingungen konzipiert werden. Der prinzipielle Meßaufbau, an dem gezeigt werden soll, wie sich der wellenlängenabhängige Verstärungskoeffizient aus dem spontan emittierten Licht einer Entladung ermitteln läßt, ist in Abb. 10 dargestellt.

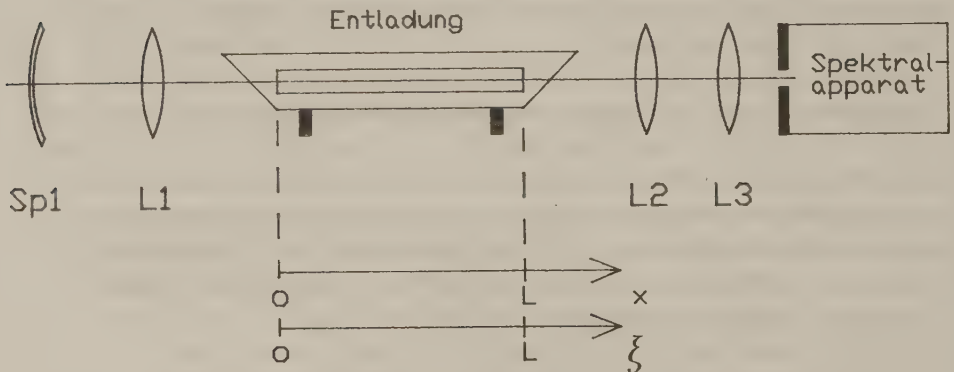


Abb. 10: Prinzipieller optischer Versuchsaufbau

Das die Entladung nach rechts verlassende Licht wird über die Linsen L_2 und L_3 auf den Eingangsspalt des Monochromators abgebildet. Die spektrale Strahldichte $L_{f1}(L)$ berechnet sich bei geschlossener Rückkoppeloptik für ein isotropes Medium zu /21/

$$L_{f1}(L) = \int_0^L \epsilon_f(x) \cdot (\exp - \int_x^L \kappa_f(\xi) d\xi) dx \quad (43)$$

mit ϵ_f = spektraler Emissionskoeffizient
 κ_f = spektraler Absorptionskoeffizient.

Nach links verläßt Licht mit der spektralen Strahldichte

$$L_{f2}(0) = \int_0^L \epsilon_f(x) \cdot (\exp - \int_0^x \kappa_f(\xi) d\xi) dx \quad (44)$$

die Entladung und wird über die Rückkoppeloptik, bestehend aus Sp_1 und L_1 , zurück in die Entladung und weiter über L_2 , L_3 auf den Eingangsspalt des Monochromators abgebildet. Es durchläuft also zusätzlich die Entladung und erfährt hier gegebenenfalls eine Verstärkung oder Absorption. Die spektrale Strahldichte am Ort L beträgt mit der Transmission der Rückkoppeloptik $S(\lambda)$

$$L_{f2}(L) = S(\lambda) \cdot (\exp - \int_0^L \kappa_f(\xi) d\xi) \cdot \int_0^L \epsilon_f(x) \cdot \exp - \int_0^x \kappa_f(\xi) d\xi dx. \quad (45)$$

Zur Unterscheidung der streng spektralen Größen von breitbandig wellenlängenabhängigen Größen wird für letztere die Darstellung $f(\lambda)$ benutzt.

Werden nun zwei Messungen durchgeführt, einmal mit geöffneter und einmal mit geschlossener Rückkoppeloptik, und ins Verhältnis gesetzt, so folgt für den Quotienten der Meßwerte $Q(\lambda)$

$$Q(\lambda) = (L_{f0} + L_{fRK}) / L_{f0}$$

$$Q(\lambda) = S(\lambda) \cdot \frac{\int_0^L \epsilon_f(x) \cdot \exp - \int_0^x \kappa_f(\xi) d\xi dx}{\int_0^L \epsilon_f(x) \cdot \exp - \int_0^x \kappa_f(\xi) d\xi dx} + 1 \quad (46)$$

Die Größe $Q(\lambda)$ läßt sich folgendermaßen interpretieren: Ist $Q(\lambda) > S(\lambda) + 1$, muß es Orte in der Entladung geben, an denen $\kappa_f(x) < 0$ ist, also optische Verstärkung vorliegt. Es ist aber möglich, daß Stellen mit $\kappa_f(x) > 0$ ebenfalls vorhanden sind. Ein Meßwert $Q(\lambda) < S(\lambda) + 1$ besagt, daß Absorptionen überwiegen.

Für die Praxis ist die Kenntnis der örtlichen Absorption oder Verstärkung von geringem Interesse. Wichtig, z.B. für den Betrieb eines Lasers, ist die integrale Größe über die gesamte Entladungsstrecke. Aus diesem Grunde ist es sinnvoll, die Erfassung des Meßwertes Q integral, also für ortsunabhängige gemittelte $\bar{\epsilon}_f$ und $\bar{\kappa}_f$ vorzusehen. Unter dieser Voraussetzung vereinfacht sich (46) zu

$$Q(\lambda) = S(\lambda) \cdot \exp(-\bar{\kappa}_f L) + 1 \quad (47)$$

$\bar{\kappa}_f$ = mittlerer spektraler Absorptionskoeffizient,

woraus $\exp(-\bar{\kappa}_f L)$ direkt berechnet werden kann.

Falls die Entladung einen konstanten Absorptionskoeffizienten κ_f aufweist, entspricht $\bar{\kappa}_f$ diesem Wert. Für Entladungen, deren $\kappa_f(x)$ symmetrisch zum Punkt $x=L/2$ liegt, wie z.B. bei der später vermessenen Hohlkathoden-Entladung, ergibt sich $\bar{\kappa}_f$ als arithmetischer Mittelwert von κ_f über die Entladungsstrecke. Für eine unsymmetrische Entladung hängt das Meßergebnis von der Orientierung der Entladung im Meßaufbau ab. So führt eine starke lokale Absorption auf der Seite der Rückkoppeloptik zu einem niedrigeren Meßwert als eine solche auf der Spektrographenseite. In einem solchen Fall kann der arithmetische Mittelwert aus einer Kombination der Messungen für beide Orientierungsrichtungen nach

$$\exp - \int_0^L \kappa_f dx = \sqrt{(Q_1-1)(Q_2-1)} / S(\lambda)$$

ermittelt werden. Im allgemeinen sind jedoch Entladungen zumindest näherungsweise symmetrisch, so daß bei der Suche nach optischen Verstärkungen die Messung von einer Seite genügend aussagekräftig ist.

Wie in Kap. 3.1.3 noch erläutert werden wird, ist es im Rahmen des hier verwandten Konzepts nicht möglich, schmale Linienprofile optisch aufzulösen. Damit ist es unmöglich, Absorptions- bzw. Verstärkungskoeffizienten exakt über das Linienprofil zu bestimmen. Es muß eine weitere Mittelwertbildung von κ wellenlängenmäßig über das Linienprofil vorgenommen werden. Diese Mittelwertbildung ist für die hier verfolgte Zielsetzung vertretbar, wenngleich nicht verschwiegen werden soll, daß Problemstellungen denkbar sind, bei denen Verstärkungs- oder Absorptionsprofile benötigt werden. Der in (47) angegebene mittlere Absorptionskoeffizient ist folglich als örtlich über die Entladungstrecke und wellenlängenmäßig über das Linienprofil gemittelt zu verstehen. Der Term $\exp -\bar{\kappa}_f L$ aus (47), die Meßgröße, lautet damit in exakter Form

$$\exp -\bar{\kappa}_f L = \frac{\int_{\Delta f'} \exp \left(- \int_0^L \kappa_f(\xi) d\xi \right) \cdot \int_0^L \epsilon_f(x) \cdot \exp \left(- \int_0^x \kappa_f(\xi) d\xi \right) dx df}{\int_{\Delta f'} \int_0^L \epsilon_f(x) \cdot \exp \left(- \int_x^L \kappa_f(\xi) d\xi \right) dx df}$$

mit $\Delta f' =$ Linienbreite.

Um die Forderung zu erfüllen, bei jedem einzelnen Entladungspuls einen Verstärkungswert zu produzieren, müssen die Messungen mit offener und geschlossener Rückkoppeloptik gleichzeitig durchgeführt werden. Eine Realisierungsmöglichkeit besteht darin, in die Rückkoppeloptik einen Polarisator zu bringen, der das rückgekoppelte Licht linear polarisiert. An den Polarisator werden hohe Anforderungen bezüglich seiner Transmission in der selektierten Schwingungsrichtung zur Erzielung eines möglichst intensiven Rückkoppelsignals und damit eines guten Signal-Stör-Abstandes gestellt. Außerdem ist ein hohes Lösungsverhältnis notwendig, um prinzipielle Meßfehler auszuschließen. Preiswerte Polarisationsfolien scheiden aus diesen Gründen aus. Eingesetzt wird ein Glan-Polarisationsprisma, das die geforderten Eigenschaften aufweist und bei den benötigten Abmessungen relativ preiswert ist.

Der Polarisator in der Rückkoppeloptik bewirkt, daß die Rückkopplinformation nur in einer Polarisationsrichtung vorliegt. Durch die Ankopplung des induziert emittierten Photons an den Mode des induzierenden Photons bleibt die Polarisationsrichtungsinformation für das rückgekoppelte Licht beim Durchlauf der Entladung erhalten. Am Monochromatoreingangsspalt liegt dann in Richtung des Polarisators eine Information über die Summe von direktem und rückgekoppeltem Licht vor, normal dazu die Information über das direkte Licht. In der Ausgangsspaltebene des Monochromators können die Informationen getrennt und jeweils einem Empfänger zugeführt werden. Zu diesem Zweck eignet sich ein Wollastonprisma, das normal einfallendes unpolarisiertes Licht in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Komponenten aufspaltet, die das Prisma symmetrisch zueinander unter einem von der Geometrie des Prismas abhängigen Austrittswinkel verlassen. Wegen dieses von Null verschiedenen Austrittswinkels (typische Größenordnung $2 - 5^\circ$) verhält sich das Wollastonprisma für beide Austrittsstrahlen nicht achromatisch. Durch einen möglichst geringen Abstand zwischen Wollastonprisma und Detektor kann ein Einfluß dieses Effektes auf die Abbildung im Spektralapparat praktisch vermieden werden.

Durch die Verwendung des Wollastonprismas ist es möglich, mit einem Monochromator beide Informationen spektral aufzulösen. Vereinfachend wird dabei zunächst vorausgesetzt, daß im gesamten Strahlengang keine die Polarisationsrichtung beeinflussenden Bauteile existieren. Aus Symmetriegründen werden die selektierten Polarisationsrichtungen unter 45° zur Vertikalen festgelegt. Die Daten des dispersiven Elements des Spektralapparates sind dann für beide Polarisationsrichtungen identisch.

Denkbar wäre auch, daß beide Informationen vor dem Monochromator getrennt und in verschiedenen Höhen auf dem Eingangsspalt abgebildet würden. Die Bilder in der Ausgangsebene hätten dann genau den Abstand der Eingangsspaltbilder. Wegen der begrenzten Spalthöhe müßte dann allerdings mit Überkopplungen gerechnet werden.

3.1.1 Rückkoppeloptik

Der optische Aufbau soll so dimensioniert sein, daß keine entladungsgefäßabhängigen geometrischen Korrekturfunktionen notwendig sind /20/. Aus diesem Grunde ist es erforderlich, daß durch die Rückkoppeloptik die gesamte Entladung im Maßstab 1:1 in sich selbst abgebildet wird. Die Abbildungsoptik bildet dann die Entladung sowie das durch die Rückkopplung entstehende Bild der Entladung unter identischen Bedingungen auf den Eingangsspalt des Monochromators ab. Um eine Raumwinkelbegrenzung der Abbildungsoptik zu erreichen, die bewirkt, daß jeder Punkt der Entladung unter dem gleichen Raumwinkel zur Beleuchtung des Monochromatorspalts beiträgt, wird in der Abbildungsoptik nach Abb. 10 eine Blende im Brennpunkt der Linse L_2 angeordnet. Diese Blende wird in den Brennpunkt der Linse L_1 zwischen L_1 und Sp abgebildet. Dadurch werden nur nahezu achsenparallele Strahlen zum Bildaufbau zugelassen.

Für achsenparallele Strahlen kann die Wirkungsweise einer geeigneten Rückkoppeloptik leicht eingesehen werden. Verläßt ein solcher Strahl die Entladung, so wird er durch Linse L_1 durch deren Brennpunkt geführt. Wenn genau im Brennpunkt der Linse der Radiuspunkt des Hohlspiegels angeordnet ist, trifft dieser Strahl senkrecht auf die Spiegeloberfläche und wird in sich selbst reflektiert. Für Linse L_1 ist der reflektierte Strahl dann wieder ein Brennpunktstrahl, der achsenparallel in die Entladung gelangt. Ein achsenparalleler Lichtstrahl wird somit in sich selbst zurückreflektiert.

Eine allgemeine Anordnung von einer Konvexlinse und einem sphärischen Hohlspiegel soll im folgenden berechnet werden. Dazu sei Abbildung 11 betrachtet. Hier wurde, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, Hohlspiegel Sp nicht als reflektierendes sondern als transmittierendes Element mit Linsenwirkung eingezeichnet. Die

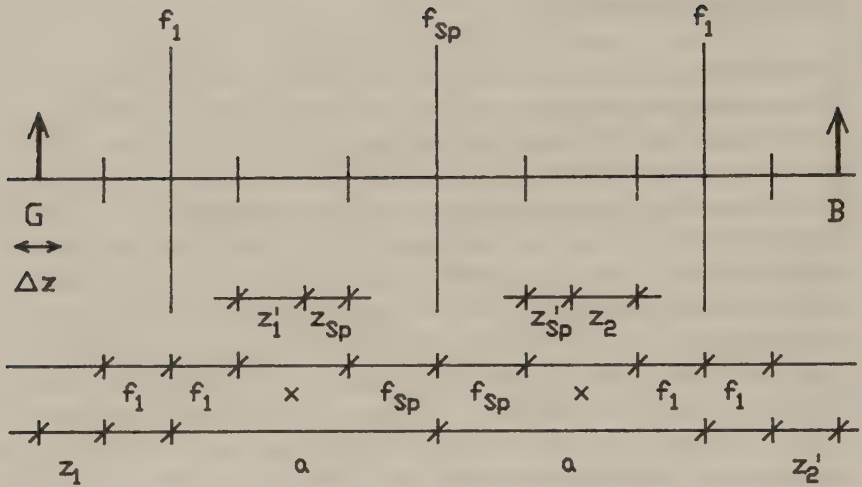


Abb. 11: Prinzip der Rückkoppeloptik

Linse L_1 und das Entladungsgefäß liegen für das "reflektierte" Licht dann um die "Hauptebeene" des Hohlspiegels gespiegelt vor.

Für eine Abbildung des Gegenstandes G in das Bild B gilt

$$z_1' = f_1^2 / z_1 ; z_{Sp} = a - f_1 - f_{Sp} - z_1'$$

$$z_{Sp}' = f_{Sp}^2 / z_{Sp} = \frac{f_{Sp}^2}{a - f_1 - f_{Sp} - f_1^2 / z_1}$$

$$z_2 = a - f_1 - f_{Sp} - z_{Sp}' =$$

$$z_2' = \frac{f_1^2}{a - f_1 - f_{Sp} - (f_{Sp}^2 / (a - f_1 - f_{Sp} - f_1^2 / z_1))} \quad (49)$$

mit

$$a = f_1 + z_1' + z_{Sp} + f_{Sp} = f_{Sp} + z_{Sp}' + z_2 + f_1$$

= Abstand Spiegel - Linse

z_n = Abstand Gegenstand - Brennpunkt Element n

z_n' = Abstand Bild - Brennpunkt Element n

Index 1: Abbildung bezogen auf L_1

Index Sp: Abbildung bezogen auf Sp

Index 2: Abbildung des Rückkoppellichts bezogen auf L_1

Zur einfachen Interpretation von (49) wird der Brennpunktstand

$$x = z_1' + z_{Sp} = z_{Sp}' + z_2 = a - f_1 - f_{Sp}$$

eingeführt. Gleichung (49) erhält nun die Form

$$z_2' = \frac{x - f_1^2/z_1}{x^2/f_1^2 - x/z_1 - f_{Sp}^2/f_1^2}.$$

Für den Fall, daß der Mittelpunkt des Hohlspiegels im Brennpunkt der Linse angeordnet ist, gilt $x = f_{Sp}$, und es folgt

$$z_2' = \frac{f_1^2 - f_{Sp} \cdot z_1}{f_{Sp}}.$$

Für den Entladungsmittelpunkt muß gelten

$$z_2' = z_1,$$

was durch

$$z_1 = f_1^2 / 2 \cdot f_{Sp} \quad (50)$$

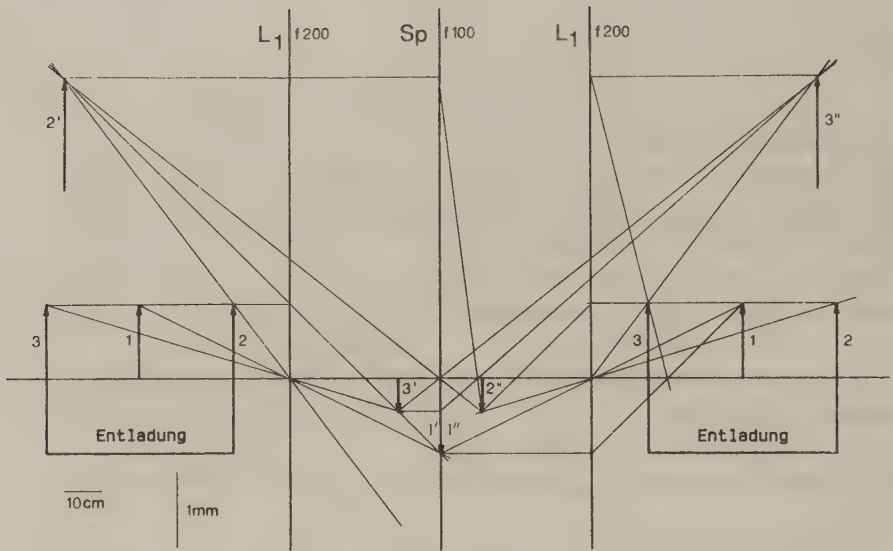


Abb. 12: Bildpunktconstruction für die Rückkoppeloptik

realisiert werden kann. Diese Gleichung ist so zu interpretieren, daß über Linse L_1 eine Abbildung des Entladungsmittelpunktes auf den Spiegel erfolgen und der Radiuspunkt des Spiegels im Brennpunkt der Linse angeordnet sein muß.

Bei einer Verschiebung des Gegenstandes um $+\Delta z$ ergibt sich für das Bild mit (50)

$$z_2' = \frac{f_1^2 - f_{Sp} (f_1^2/2 f_{Sp} + \Delta z)}{f_{Sp}} = \frac{f_1^2}{2 \cdot f_{Sp}} - \Delta z$$

was bedeutet, daß die Abbildung der Rückkoppeloptik symmetrisch um den Entladungsmittelpunkt erfolgt.

Für die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut Rückkoppeloptik mit $f_1 = 2 \cdot f_{Sp}$ (daraus ergibt sich $z_1 = f_1$) wird in Abbildung 12 für drei markante Entladungsstellen eine Konstruktion der Bildpunkte durchgeführt. Es gelten auch hier die Bemerkungen zu

Abb. 11. Die einfach bzw. doppelt gestrichenen Bezeichnungen kennzeichnen jeweils das erste bzw. zweite Zwischenbild.

3.1.2 Abbildungsoptik

Die Abbildungsoptik bildet das Licht der Entladung und das durch die Rückkoppeloptik erzeugte Bild der Entladung auf den Eingangsspalt des Monochromators ab. Da Kapillarentladungen eine Länge im Bereich 0,2 - 1,5 m aufweisen können, muß die Abbildung mit hoher Tiefenschärfe erfolgen. Weiterhin sollte die Abbildung für alle Orte der Kapillare den gleichen Abbildungsmaßstab aufweisen. Wegen der Verwendung von Vielkanaldetektoren mit einer Zellenhöhe im Bereich 10 - 20 μm ist es wegen typischer Bildgrößen von $\sim 1\text{ mm}$ sinnvoll, daß die Abbildung verkleinernd erfolgt, um eine möglichst hohe Intensität auf den Detektorzellen zu erzielen. Eine afokale Abbildung /22/ nach Abb. 13 erfüllt diese Bedingungen.

Bei der afokalen Abbildung liegt der Brennpunkt von Linse L_3 im Brennpunkt von Linse L_2 . Die bereits in 3.1.1 angesprochene Fourierblende, die eine Raumwinkelbegrenzung bewirkt, ist ebenfalls in diesem Brennpunkt angeordnet. Blende B_1 blendet Entladungsstreulicht ab. Die Bildfeldbegrenzung erfolgt in horizontaler Richtung am Eingangsspalt des Monochromators und in vertikaler Richtung durch die begrenzte Detektorhöhe.

Die wesentliche Eigenschaft der afokalen Abbildungsoptik liegt darin, daß achsenparallele Strahlen bei der Abbildung achsenparallel bleiben. Daraus ist direkt zu ersehen, daß der Abbildungsmaßstab für alle Orte der Entladung konstant ist. Eine Berechnung mit

$$z_1 \cdot z_1' = f_2^2, \quad z_2 \cdot z_2' = f_3^2, \quad z_1' = -z_2$$

liefert

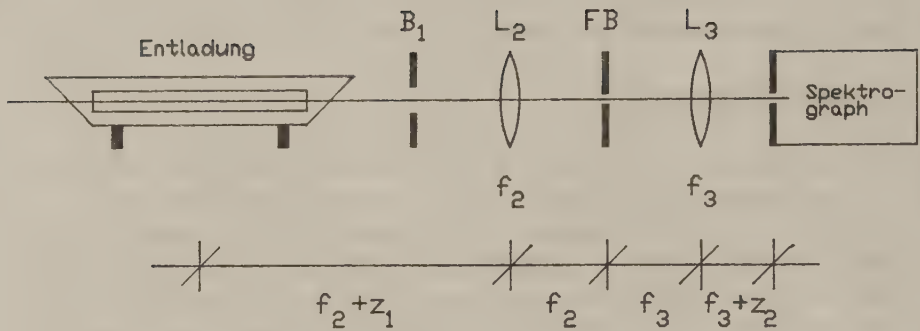


Abb. 13: Afokale Abbildungsoptik

$$f_2^2 / z_1 = - f_3^2 / z_2'$$

$$z_2' = - (f_3/f_2)^2 \cdot z_1. \quad (51)$$

Der Abbildungsmaßstab ergibt sich zu

$$m = f_3/f_2.$$

In Abb. 14 ist die Bildpunktkonstruktion für die verwendeten Linsenbrennweiten und die in Kap. 4 vermessene HeSe-Entladung dargestellt. Die eingezeichnete Öffnung der Fourierblende entspricht dem erlaubten Maximalwert ($\sim 500 \mu\text{m}$) für diese Entladung. Längere Entladungen oder kleinere Kapillardurchmesser erfordern einen kleineren Blendendurchmesser. Um möglichst hohe Lichtintensitäten zu erhalten, sollte der Durchmesser der Fourierblende immer dem maximal zulässigen Wert in Abhängigkeit von der Entladungsgeometrie entsprechen.

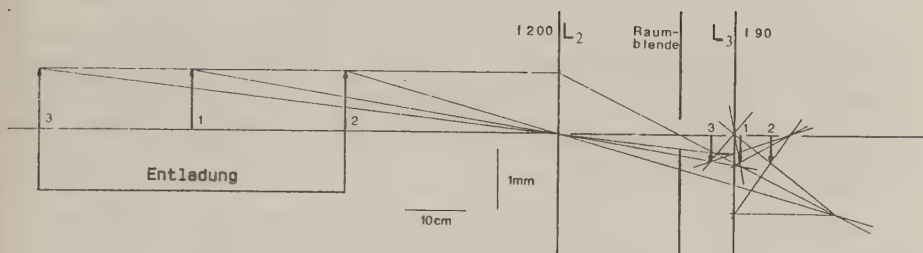


Abb. 14: Bildpunktkonstruktion für die afokale Abbildungs-optik

3.1.3 Spektralapparat

Die entscheidenden Kriterien für die Auswahl eines geeigneten Spektralapparates sind das Auflösungsvermögen und die Art des dispersiven Mediums. Da in der hier vorliegenden Anwendung in der Ausgangsebene ein Vielkanaldetektor mit konstantem Zellenabstand eingesetzt werden soll, empfiehlt sich die Verwendung eines Gitterspektrographen, der für eine feste Gitterposition ein annähernd lineares Wellenlängenspektrum liefert [21]. Die Anforderung an die Auflösung des Spektralapparates wird durch zwei Randbedingungen festgelegt. Einerseits soll ein hinreichend breites Spektrum auf dem Empfänger abgebildet werden und andererseits sollen einzelne Linien mit einem gewissen Abstand sicher getrennt werden. Die Auflösung der Linienprofile ist im Rahmen dieses Konzepts nicht möglich. Nur mit besonderen Anordnungen wie extrem langbrennweitigen Monochromatoren, die gegebenenfalls in höheren Ordnungen betrieben werden, oder Serienschaltungen von beispielsweise Monochromatoren und hochauflösenden Fabry-Perot-Interferometern können typische Linienbreiten $< 0,01 \text{ nm}$ aufgelöst werden.

Aus diesem Grunde kann die Verstärkung nur integral über eine zu untersuchende Linie bestimmt werden. Verstärkungs- oder Absorptionsprofile können für schmale Linien nicht aufgenommen werden. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß aufgrund der begrenzten Empfindlichkeit der Vielkanaldetektoren mit relativ großen Eingangsspaltbreiten gearbeitet werden muß, wodurch die Auflösung weiter eingeschränkt wird.

Ein vernünftiger Kompromiß wurde in einem 1m - Monochromator (Mc Pherson Mod. 2051) mit einem Gitter von 1200 Strichen pro mm gesehen, der auf einem Vielkanaldetektor von ca. 25 mm Länge einen Spektralbereich von ca. 20 - 22 nm Breite abhängig vom Grundwellenlängenbereich liefert. Für den infraroten Spektralbereich wurde ein Gitter mit 600 Strichen pro mm vorgesehen, das den abgebildeten Spektralbereich auf ca. 40 - 42 nm erhöht. Die Gitterfläche beträgt jeweils 102 x 102 mm, wodurch sich eine maximale Auflösung von ca. 0,01 nm bei Spaltbreiten von 10 μ m für das höher auflösende Gitter ergibt. Der Zellenabstand des Detektors, der eine Ausgangsspaltbreite simuliert, sollte dieser Spaltbreite entsprechen.

Wegen der simultanen Registrierung eines ganzen Spektralbereichs ist der Begriff "Monochromator" strenggenommen nicht mehr zulässig. Um aber der Tatsache Rechnung zu tragen, daß ja tatsächlich ein Monochromator verwendet und entsprechend modifiziert wird, soll dieser Begriff weiterhin verwendet werden.

Für eine einfache und genaue Wellenlängeneinstellung wurde der Monochromator mit einem Schrittmotorantrieb nachgerüstet.

3.1.4 Getrennte Registrierung der beiden Polarisationsrichtungen

Das auf dem Monochromatoreingangsspalt abgebildete Entladungslicht enthält in zwei normalen Polarisationsrichtungen zwei zu unterscheidende Informationen. Das in Kap. 3.1 beschriebene Wollastonprisma soll diese Informationen trennen. Wegen des nicht-achromatischen Verhaltens des Wollastonprismas muß dieses möglichst dicht vor den optischen Empfängern angeordnet werden. Durch den speziellen Aufbau des Monochromators bedingt, kann diese Trennung sowie die Abbildung auf die Empfänger innerhalb des Strahlengangs des Monochromators erfolgen, wodurch sich eine zusätzliche Abbildung mit einem Zwischenbild in der Ausgangsspaltenebene erübrigt. Damit ergibt sich die Möglichkeit eines sehr kompakten Aufbaus.

Der Ausgangsspalkopf des Monochromators wurde völlig neu aufgebaut. Dicht vor der Ausgangsspaltenebene befindet sich das zum Trennen der Polarisationsrichtungen notwendige Wollastonprisma, dessen Abmessungen dem hier vorliegenden Strahlenverlauf angepaßt wurden. Ein verspiegeltes 90° -Prisma lenkt die mit bis zu 7.5° getrennten Spektren auf die Detektoren, die in zwei Richtungen und um ihre Achse justierbar angeordnet sind. Nach der Trennung der selektierten Polarisationsrichtungen sind die Einflüsse des Umlenkprismas, das unter einem Winkel von ca. 48° betrieben wird, auf die Polarisation des Lichts nicht relevant.

Direkt hinter dieser lichtdicht verschlossenen Anordnung befindet sich die gesamte Steuerungs- und Meßwerterfassungs elektronik. Die äußeren Abmessungen entsprechen dabei einem üblichen Photomultipliergehäuse. Abb. 15 zeigt ein Photo und eine Schnittzeichnung, aus denen die Anordnung der optischen Komponenten des Ausgangsspalkopfes ersichtlich ist.

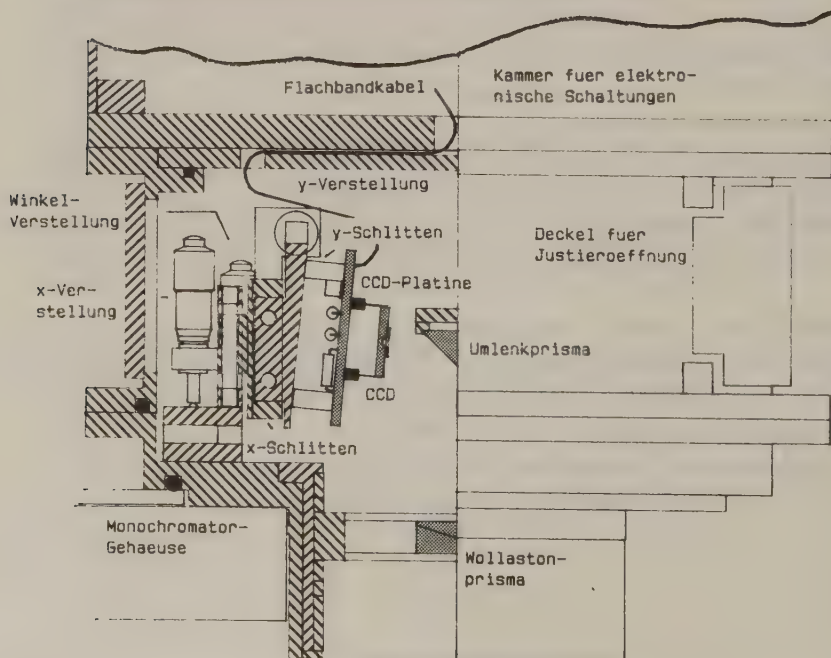
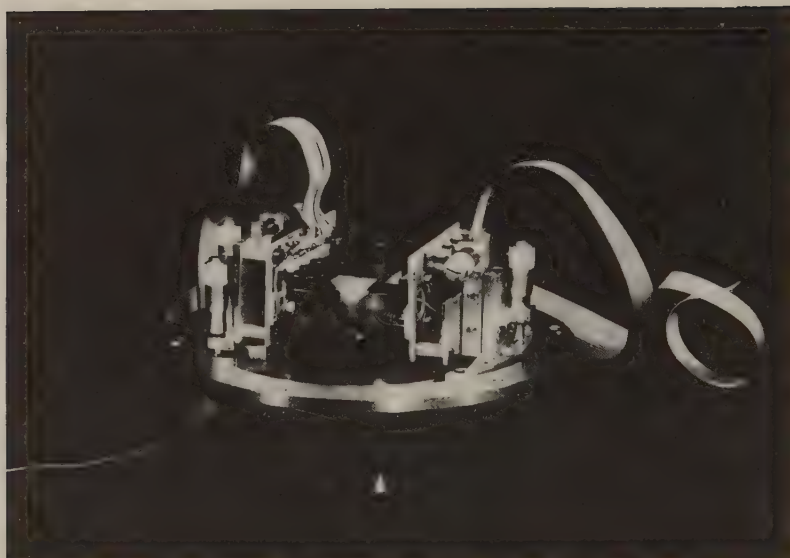


Abb.15: Photo und Schnittzeichnung des Ausgangsspaltkopfes

3.2 Störeinflüsse im optischen Versuchsaufbau

Grundvoraussetzung für eine ordnungsgemäße Funktion des optischen Versuchsaufbaus ist eine exakt justierte Optik unter der Benutzung hochwertiger Komponenten. Durch die Verwendung von Achromaten mit großem Öffnungsverhältnis gelingt es, die chromatischen Fehler und die geometrisch-optischen Bildfehler praktisch zu eliminieren. Dabei wirkt sich vorteilhaft aus, daß durch den Einsatz der Fourierblende nur Emissionen mit einem kleinen Raumwinkel zur Auswertung gelangen. Zur Verringerung der optischen Verluste sind alle Komponenten mit breitbandigen Antireflexionsschichten versehen. Wie in 3.1 gezeigt wurde, muß die axiale Position der Bauteile sehr genau eingehalten werden. Deshalb wurde die Justierung grundsätzlich mit einem parallelen Lichtbündel, das mit einem Justierlaser und nachgeschaltetem Raumfilter erzeugt wurde, vorgenommen. Die radiale Justierung des gesamten Systems kann durch einen Justierlaser, der sich zwischen dem Rückkoppelspiegel und der Linse L_1 befindet, vorgenommen werden. Da L_1 den Gaußschen Strahl des Justierlasers in der Weise beeinflußt, daß eine neue Strahltaille entsteht, ist es möglich, den dann sehr kleinen Strahl auch durch Kapillarentladungen zu fädeln. Das rückseitig emittierte Licht des Justierlasers kann zur Justierung des Rückkoppelspiegels benutzt werden.

3.2.1 Der Einfluß doppelbrechender Komponenten im Strahlengang

Bei der Beschreibung des Meßverfahrens wurde vorausgesetzt, daß im gesamten Strahlengang keine die Polarisationsrichtung beeinflussenden Komponenten vorhanden sind. Diese Bedingung ist aber nicht erfüllbar und die Konsequenzen sollen diskutiert werden.

Zunächst sei die Rückkopplungsoptik betrachtet. Durch den Polarisator wird linear polarisiertes Licht in die Rückkopplungsoptik eingekoppelt. Zeigen Spiegel oder Linse doppelbrechendes Verhalten, so führt dies zu einer Drehung der Polarisationsrichtung

($\lambda/2$ -Platten-Verhalten) oder auch zu einer Überkopplung in die normale Polarisationsrichtung, wodurch eine elliptische Polarisation entstehen kann ($\lambda/4$ -Platten-Verhalten). Kritisch sind in diesem Zusammenhang Quarzlinse, die bei einer Anwendung des Systems im UV-Bereich notwendig wären und die übliche Quarzschutzschicht auf dem Metall-Oberflächenspiegel. Das reflektierte Licht durchläuft nun, ehe es in die Entladung eintritt, wieder den Polarisator. Dieser bewirkt, gleichgültig wie das reflektierte Licht polarisiert ist, daß nur linear polarisiertes Licht in der gewünschten Schwingungsrichtung in die Entladung gelangt. Der Effekt, der durch doppelbrechende Eigenschaften von Spiegel und Linse erzielt wird, besteht folglich lediglich in einer Vergrößerung der Verluste der Rückkopplungsoptik und kann in dem die Transmission der Rückkopplungsoptik beschreibenden Term $S(\lambda)$ berücksichtigt werden.

Schwerwiegenderen Einfluß auf Veränderungen der Polarisationsrichtung hat dagegen der Monochromator, der in einer Czerny-Turner-Anordnung betrieben wird. Dabei wirken sich in erster Linie Quarzschutzschichten auf den Monochromatorspiegeln aus. Zur Untersuchung des Verhaltens des Monochromators wurde linear polarisiertes Laserlicht auf den Monochromatoreingangsspalt abgebildet. Das Wollastonprisma trennt die Polarisationsrichtungen, und aus dem Intensitätsverhältnis der Signale kann die Überkopplung in die andere Polarisationsrichtung gemessen werden. Durch geeignete Wahl der Polarisationsrichtung des Lasers konnte die Überkopplung minimiert werden. Wurde nun die Wellenlänge des Lasers verändert (durchstimmbarer HeSe-Viellinien-Laser), so ergab sich abhängig von der Wellenlänge des Lasers eine andere Eingangspolarisationsrichtung, für die minimale Überkopplung auftrat, bzw., bezogen auf eine feste Eingangspolarisationsrichtung, eine wellenlängenabhängige Überkopplung. Diese Überkopplung wurde, bezogen auf eine Eingangspolarisationsrichtung, für die bei einer mittleren Wellenlänge (522 nm) minimale Überkopplung auftrat, wellenlängenabhängig vermessen.

Dazu wurde die Wellenlänge des Lasers durchgestimmt und die Intensität in den selektierten Polarisationsrichtungen nach der Trennung im Wollastonprisma gemessen. Zur Verbesserung der Polarisations-eigenschaften des Laserlichts wurde ein Glan-Thompson-Polarisator mit einem Lösungsverhältnis von $1:10^7$ eingesetzt.

Die Überkopplung $\ddot{U}K$ berechnet sich zu

$$\ddot{U}K(\lambda) = \frac{I_{\perp}(\lambda)}{I_{\perp}(\lambda) + I_{\parallel}(\lambda)}$$

unter der Voraussetzung, daß die Parallelkomponente der Durchlaßrichtung des Polarisators entspricht. Es ergab sich ein linearer Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Überkopplung mit Werten von 0,2% im optimierten Fall bei 522 nm und 1,0% bei 644 nm. Bezogen auf die normale Eingangspolarisationsrichtung erwies sich die Überkopplung als symmetrisch.

Aus den gemessenen Werten wurde eine Korrekturfunktion $\ddot{U}K(\lambda)$ erstellt, mit der die gemessenen Signale bewertet werden. Diese Bewertung wird in Kap. 3.2.3 im Zusammenhang mit einer weiteren Korrekturfunktion beschrieben.

Die Störung durch Überkopplungen im Monochromator ist relativ gering, da alle Monochromatorspiegel unter einem sehr kleinen Einfallswinkel betrieben werden. Dies ist der Fall, wenn die kopfseitigen Ein- und Austrittsspaltpositionen benutzt werden. Ein Betrieb über die vorhandenen seitlichen Ein- und Ausgangsspaltpositionen führt wegen der dann nötigen 45° -Umlenkspiegel zu einer unvergleichbar größeren Störung und sollte, auch wegen der Reflexionsverluste der Spiegel, vermieden werden.

Der Einfluß doppelbrechender Elemente in der Abbildungsoptik könnte, abhängig von der Art der Störung, auf zwei Weisen eliminiert werden. Falls die Polarisationsrichtung gedreht wird, kann der Polarisator in der Rückkopplungsoptik ebenfalls so gedreht werden, daß die von ihm freigegebene Polarisationsrichtung nach

der Drehung in der Abbildungsoptik wieder mit der Durchlaßrichtung des Wollastonprismas für das rückgekoppelte Licht übereinstimmt. Entsteht in der Abbildungsoptik elliptisch polarisiertes Licht, so könnte dieser Effekt vermessen werden und über eine modifizierte Überkopplungsfunktion $\bar{U}K(\lambda)$ Berücksichtigung finden.

3.2.2 Verluste in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung

Die Ableitung der Gleichung (46) erfolgte unter der Bedingung, daß die Emission der Entladung und die Transmission der Abbildungsoptik $T(\lambda)$ polarisationsrichtungsunabhängig sind. Während die erste Bedingung für isotrope Medien erfüllt ist, kann die Transmission der Abbildungsoptik, beispielsweise durch Verwendung eines Brewsterfensters am Entladungsgefäß, eine Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung aufweisen. Auch die Transmission des Monochromators kann von der Polarisationsrichtung abhängen, obwohl zur Minimierung dieses Einflusses die selektierten Polarisationsrichtungen unter einem Winkel von 45° zur Horizontalen gewählt wurden, wodurch beide Richtungen im Monochromator gleichermaßen bewertet werden. Weitere Transmissionsunterschiede zwischen den Polarisationsrichtungen können das Wollastonprisma und das Umlenkprisma nach Abb. 15 verursachen. Letztlich ist die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Empfänger mit Sicherheit nicht identisch.

Die genannten Störeinflüsse können durch eine weitere Korrekturfunktion ($KF\ 1$) eliminiert werden. Damit das monochromatorseitige Entladungsfenster mit in dieser Korrekturfunktion erfaßt wird und geringe Fehljustierungen der Abbildungsoptik oder der Empfänger aktuell mit berücksichtigt werden, wurde auf die Bereitstellung einer festen, wellenlängenabhängigen Korrekturfunktion verzichtet und eine einfache Möglichkeit der Ermittlung der Korrekturfunktion aus dem Entladungslicht vorgesehen. Dazu wird ein optischer Verschuß in der Rückkopplungsoptik geschlossen. Auf die Empfänger fällt nun ausschließlich das direkte Licht, dessen Intensität bei einer isotropen Entladung in beiden

Polarisationsrichtungen identisch sein muß. Durch Quotientenbildung der Spektren wird die Korrekturfunktion ermittelt. Da bei einer Messung eine linienintegrale Auswertung vorgenommen wird, wird auch die Korrekturfunktion linienintegral erzeugt.

Da die Aufnahme der Korrekturfunktion ebenso wie die eigentliche Messung nach dem Quotientenverfahren erfolgt, gehen Schwankungen der Emission der Entladung nicht ein.

Die Korrekturfunktion muß jeweils, wenn eine neue Basiswellenlänge eingestellt wird, aufgenommen werden. Die Erzeugung ist aus dem Meßprogramm aufrufbar und nimmt ca. 1 s Zeit in Anspruch. Bei der Speicherung von Messungen wird sie als Bestandteil der Messung mit abgelegt.

3.2.3 Korrektur des Meßsignals

Durch die Korrekturfunktion KF 1 werden polarisationsrichtungsabhängige Unsymmetrien der Transmission der Abbildungsoptik, der Empfindlichkeit der Photoempfänger, der Transmission der zum Trennen der Polarisationsrichtungen benötigten Komponenten sowie der Transmission des Monochromators berücksichtigt. Vernachlässigt man wegen der benutzten 45^0 -Geometrie Transmissionsunterschiede des Monochromators, so lassen sich die verbleibenden Unsymmetrien folgendermaßen einteilen:

- Durch die Transmissionsunterschiede der Abbildungsoptik werden die zu messenden Signale beeinflusst, bevor eine Überkopplung zwischen den Signalen auftritt.
- Unsymmetrien der Photoempfänger und in der Optik zum Trennen der Polarisationsrichtungen beeinflussen die zu messenden Signale, nachdem eine Überkopplung im Monochromator stattgefunden hat.

Bei der Aufnahme der Korrekturfunktion kann dieser Unterschied nicht berücksichtigt werden, wenn die Korrekturfunktion aus den genannten Gründen in der beschriebenen Weise erzeugt wird. Bei der Korrektur der Meßwerte tritt daher ein kleiner systematischer Fehler auf.

Die Korrektur soll im folgenden näher betrachtet werden. Dabei werden die folgenden Definitionen zugrundegelegt:

S_1 = Signal des CCD 1 (direktes und rückgekoppeltes Licht, Kanal 1)

S_2 = Signal des CCD 2 (direktes Licht, Kanal 2)

E_1 = Empfindlichkeit des CCD 1, multiplikativ verknüpft mit der Transmission der zum Trennen der Polarisationsrichtungen benötigten Optik in Kanal 1

E_2 = analoge Größe zu E_1 in Kanal 2

T_1 = Transmission der Abbildungsoptik in Kanal 1

T_2 = Transmission der Abbildungsoptik in Kanal 2

I_1 = Intensität des Lichts in Kanal 1

I_2 = Intensität des Lichts in Kanal 2

$\ddot{U}K$ = Überkopplung im Monochromator in den jeweils anderen Kanal

Aus den in 3.2.2 genannten Gründen werden Transmissionsunterschiede im Monochromator vernachlässigt. Dann gilt für die gemessenen Signale

$$\begin{aligned} S_1 &= E_1 \cdot (I_1 \cdot T_1 \cdot (1 - \ddot{U}K) + I_2 \cdot T_2 \cdot \ddot{U}K) \\ S_2 &= E_2 \cdot (I_1 \cdot T_1 \cdot \ddot{U}K + I_2 \cdot T_2 \cdot (1 - \ddot{U}K)) \end{aligned} \quad (52)$$

Bei der Aufnahme der Korrekturfunktion KF 1 wird gleiche Intensität in beiden Kanälen vorausgesetzt und der Quotient S_2/S_1 gebildet. Aus (52) folgt für den Korrekturwert

$$KF = \frac{S_2}{S_1} = \frac{E_2 \cdot T_1 \cdot \ddot{U}K + E_2 \cdot T_2 \cdot (1 - \ddot{U}K)}{E_1 \cdot T_1 \cdot (1 - \ddot{U}K) + E_1 \cdot T_2 \cdot \ddot{U}K} \quad (53)$$

Bei der Auswertung einer Messung wird das Signal des Kanal 1 mit dem Korrekturwert KF multipliziert. Das Verhältnis der ermittelten Intensitäten wird mit dem folgenden Ausdruck bestimmt, der durch Auflösung von (52) nach I_1/I_2 und Einsetzen von (53) unter der Voraussetzung $T_1=T_2$ gewonnen wird.

$$\frac{I_{1,erm}}{I_{2,erm}} = \frac{(1-\ddot{U}K) \cdot S_1 \cdot KF / S_2 - \ddot{U}K}{(1-\ddot{U}K) - \ddot{U}K \cdot S_1 \cdot KF / S_2} \quad (54)$$

Durch Einsetzen von (52) und (53) in (54) und Vernachlässigung der in $\ddot{U}K$ quadratischen Terme folgt

$$\frac{I_{1,erm}}{I_{2,erm}} = \frac{I_1 \cdot (T_1^2 \cdot \ddot{U}K + T_1 T_2 \cdot (1-3\ddot{U}K)) + I_2 \cdot (T_2^2 \cdot \ddot{U}K - T_1 T_2 \cdot \ddot{U}K)}{I_2 \cdot (T_2^2 \cdot \ddot{U}K + T_1 T_2 \cdot (1-3\ddot{U}K)) + I_1 \cdot (T_1^2 \cdot \ddot{U}K - T_1 T_2 \cdot \ddot{U}K)} \quad (55)$$

Gleichung (55) zeigt, daß der nach (54) bestimmte Quotient nur dann mit I_1/I_2 genau übereinstimmt, wenn entweder $I_1=I_2$, $T_1=T_2$ oder $\ddot{U}K=0$ ist. Diese Grenzfälle sind unmittelbar einsichtig. Für $\ddot{U}K=0$ tritt keine Überkopplung auf und es ergibt sich Identität zwischen den wahren und den gemessenen Werten. Für $I_1=I_2$ wird $S_1 KF/S_2=1$ und (54) entspricht dem exakten Wert. Für $T_1=T_2$ erfaßt KF 1 sämtliche Unsymmetrien nach einer erfolgten Überkopplung. Die für eine exakte Bearbeitung notwendige Aufteilung der Korrekturfunktion KF 1 in einen Teil, der mit $\ddot{U}K$ bewertet wird und einen zweiten Teil, der nicht über $\ddot{U}K$ korrigiert wird, ist dann hinfällig und (53) nimmt für $T_1=T_2$ den exakten Wert E_2/E_1 an.

Die Unterschiede zwischen $I_{1,erm}/I_{2,erm}$ und I_1/I_2 in (55) sind, wie die folgende Diskussion zeigt, sehr klein. In den zweiten Summanden des Zählers und des Nenners können T_2 bzw. T_1 ausgeklammert werden. Es verbleibt $I_2 T_2 \cdot \ddot{U}K (T_2 - T_1)$ bzw. $I_1 T_1 \cdot \ddot{U}K (T_1 - T_2)$. Bei annähernd gleichen Transmissionen T_1 und T_2 und kleinem $\ddot{U}K$ werden diese Summanden sehr kleine Werte annehmen. Der Faktor des ersten Summanden des Zählers bzw. Nenners aus (55) wird in erster Näherung durch den Term $T_1 T_2 \cdot 1$ bestimmt, gegen den die verbleibenden Glieder klein sind.

Eine numerische Berechnung des auftretenden Fehlers erfolgt in Kap. 3.6. Der für realistische Werte der Überkopplung und der Transmissionsunterschiede tatsächlich auftretende Fehler ist gegenüber weiteren Meß- bzw. Auswertungsfehlern vernachlässigbar klein. Das ansonsten sehr vorteilhafte Konzept von KF 1 ist daher trotz des prinzipiellen, systembedingten Restfehlers für die Auswertung geeignet.

3.2.4 Die Transmission der Rückkopplungsoptik $S(\lambda)$

Die gesamte Messung wertet Verhältnisse der Emission der Entladung aus. Die einzige Größe, die absolut eingeht, ist, wie (47) zeigt, $S(\lambda)$. Wegen des hohen Stellenwertes, den diese absolute Größe für die Meßgenauigkeit hat, muß $S(\lambda)$ mit größter Sorgfalt ermittelt werden. Dazu wurde ein Versuchsaufbau nach Abb. 16 benutzt.

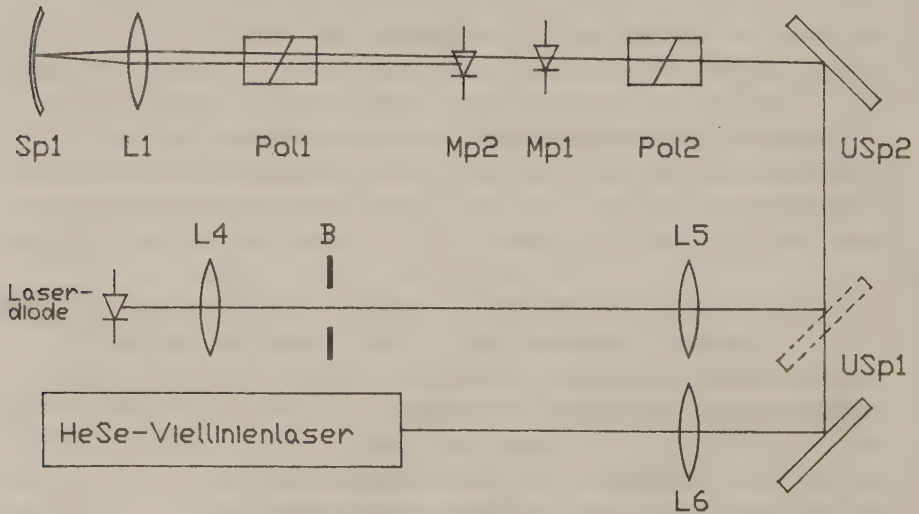


Abb. 16: Versuchsaufbau zur Ermittlung von $S(\lambda)$.

Das Licht eines durchstimmbaren Vielfarben-HeSe-Lasers (460 - 649 nm) bzw. zweier IR-Laserdioden (780 und 870 nm) wird über eine Umlenkoptik unter Erzeugung neuer Strahltaillen durch Polarisator Pol_2 linear polarisiert in die Rückkopplungsoptik, bestehend aus Sp_1 , L_1 und Pol_1 , eingekoppelt und reflektiert. Der Einfallswinkel wird so gewählt, daß an der Meßposition MP_2 gerade eine hinreichende Distanz von einfallendem und reflektiertem Lichtstrahl zum Messen der Intensität des rückgekoppelten Lichtstrahls vorhanden ist. Wegen der begrenzten Abmessungen des Polarisators Pol_1 ist der Einstellbereich sehr eingeengt. Wesentlich für die Justierung ist außerdem, daß der Einfallswinkel auf Sp_1 dem im Meßbetrieb vorliegenden Winkel entspricht, da eine starke Abhängigkeit der Polarisationsrichtungsbeeinflussung und damit der Verluste vom Einfallswinkel (s. Kap. 3.2.1) besteht.

Abhängig von der Wellenlänge wurde der Intensitätsquotient $I(\text{MP}_2)/I(\text{MP}_1) = S(\lambda)$ der Signale an den Meßpunkten 1 und 2 gemessen. Außerhalb des durch den HeSe-Laser bzw. die Laserdioden abgedeckten Wellenlängenbereichs ($< 460 \text{ nm}$, $> 870 \text{ nm}$) wurde der Kurvenverlauf extrapoliert. Eine graphische Darstellung von $S(\lambda)$ befindet sich in Abb. 17.

In der Transmissionskurve $S(\lambda)$ werden die Verluste des rückkopplelseitigen Entladungsfensters bewußt nicht berücksichtigt, damit $S(\lambda)$ als absolute Größe für beliebige Fenster vorliegt. Unter Vernachlässigung der Wellenlängenabhängigkeit der Fensterverluste innerhalb des möglichen Wellenlängenbereichs können diese durch zwei Verfahren ermittelt werden. Wenn die Möglichkeit besteht, das Fenster zu demontieren, kann für eine Wellenlänge der Verlust gemessen werden und durch multiplikative Verknüpfung mit $S(\lambda)$ Berücksichtigung finden. Bei verschmolzenen Röhren wie der später ausgewerteten HeSe-Laserröhre kann eine Anpassung von $S(\lambda)$ in der Form erfolgen, daß eine Linie mit bekannten Absorptions- oder Verstärkungskoeffizienten zur Anpassung herangezogen wird. Dazu eignen sich optisch dünne Linien mit $\kappa = 0$.

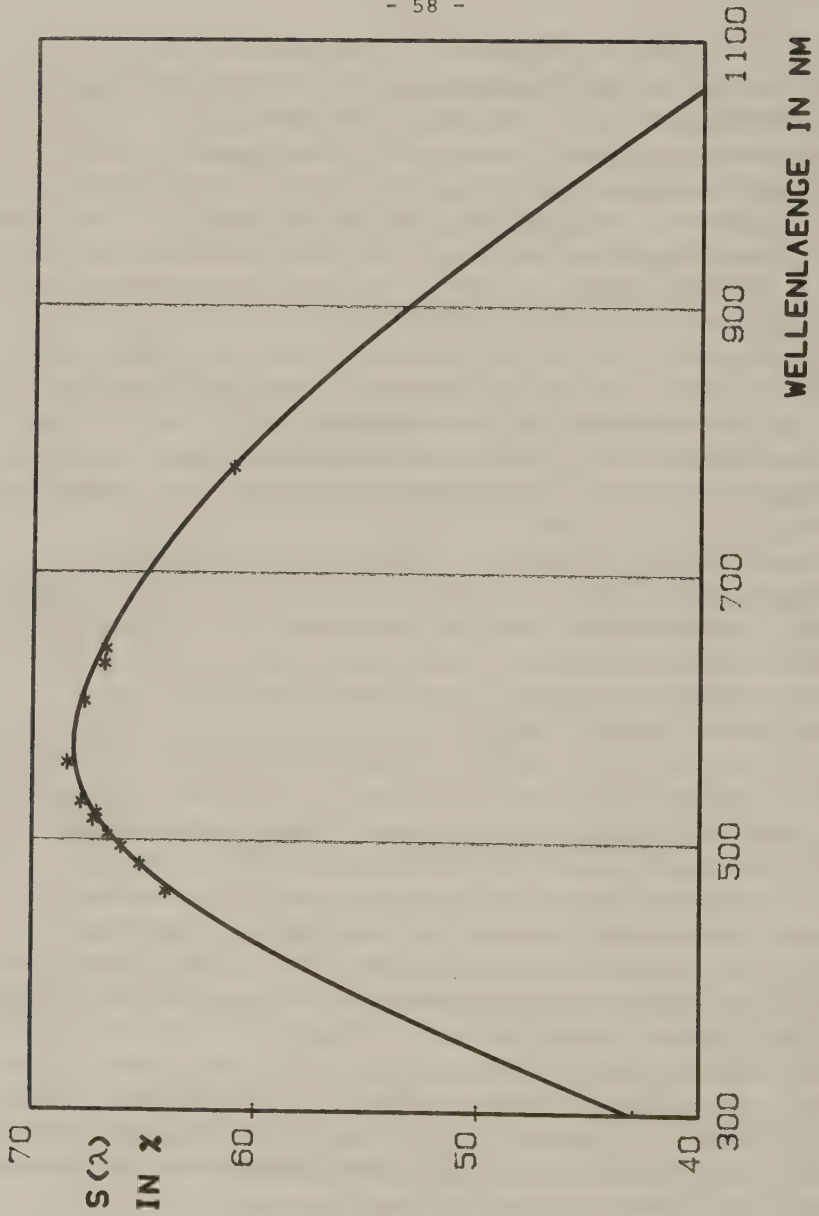


Abb. 17: Die Transmission der Rückkoppeloptik $S(\lambda)$

Diese Linien müssen nach entladungsspezifischen Gesichtspunkten ermittelt werden. Da im allgemeinen nur Linien äußerst geringer Intensität optisch dünn sind, ist nur eine Auswertung im Photomultiplierbetrieb möglich. In der HeSe-Entladung konnten von den mutmaßlich optisch dünnen Linien drei Linien nachgewiesen und ausgewertet werden: Es handelt sich dabei um die Linien He II bei 468 nm, Se III bei 464 nm und Se III bei 552 nm.

Für diese Linien wurde nach (46) und (47) eine Auswertung in der Form vorgenommen, daß $\kappa = 0$ und damit $Q = 2$ gefordert wurde, was mit modifiziertem $S(\lambda)$ erreichbar war. Die Meßgröße unterschied sich dabei für die drei Linien um maximal 0,31%, einen Fehler, der in der Größenordnung des Meßfehlers liegt. Es kann daraus geschlossen werden, daß die drei benutzten Linien tatsächlich optisch dünn sind, da quasi identische Absorptionskoeffizienten $\kappa \neq 0$ für die drei Linien sehr unwahrscheinlich sind. Der Modifizierungsfaktor wurde in die Funktion $S(\lambda)$ für die Messungen an der HeSe-Entladung eingebracht und muß abhängig von den Fenstern der jeweiligen Entladung entsprechend angepaßt werden.

3.2.5 Dispersion des Spektralapparats

Für einen Gitter-Spektralapparat gilt die Dispersionsgleichung
/23/

$$n \cdot \lambda = d \cdot (\sin i + \sin a) \quad (56)$$

n = Beugungsordnung

d = Abstand der Gitterfurchen

i = Einfallswinkel

a = Ausfallswinkel.

Der hier verwendete Monochromator arbeitet in der Quasi-Autokollimationsaufstellung, d.h. Einfalls- und Ausfallswinkel des Gitters sind für die selektierte Basiswellenlänge annähernd gleich groß. Benachbarte Wellenlängen werden in einem einge-

schränkten Bereich um die Basiswellenlänge mit linearem Abstand abgebildet. Das Spektrum auf dem Vielkanaldetektor kann somit als linear angenommen werden.

Für die Autokollimationsaufstellung ergibt (56)

$$\lambda = (2d/n) \cdot \sin i. \quad (57)$$

Die eingestellte Wellenlänge ist proportional dem Sinus des Einfallswinkels. Um den Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Gitterverstellung zu linearisieren, ist in dem Monochromator ein sogenannter Sinustrieb installiert. Ein linearer Vortrieb des Gitterantriebs bewirkt lineare Wellenlängenänderungen. Die Einstellung der Basiswellenlänge kann somit, ohne den Absolutwert der eingestellten Wellenlänge berücksichtigen zu müssen, einfach vorgenommen werden.

Der mechanische Sinustrieb ist verständlicherweise fehlerbehaftet. Insbesondere wurde eine relativ starke Temperaturabhängigkeit der Anordnung beobachtet. Wenn bei einer Messung die Wellenlänge exakt eingestellt werden muß, ist es erforderlich, den Sinustrieb in möglichst unmittelbarer Nähe der zu messenden Wellenlänge mit einer entsprechenden Spektrallampe zu eichen.

Die Winkeldispersion des Beugungsgitters läßt sich durch Differentiation von (56) für einen konstanten Einfallswinkel zu

$$\frac{\partial a}{\partial \lambda} = \frac{n}{d \cdot \cos a} \quad (58)$$

berechnen. Sie stellt eine vom Einfallswinkel und damit von der eingestellten Wellenlänge abhängige Größe dar und bewirkt, daß der auf den Vielkanaldetektoren abgebildete Wellenlängenbereich mit steigender Wellenlänge kleiner wird. Dieser Effekt wurde mit bekannten Spektren vermessen und in einer weiteren Korrekturfunktion $DISP(\lambda)$ gespeichert.

3.2.6 Justierungsgrenzen der optischen Empfänger

Die Vielkanaldetektoren sind in einem äußerst kompakten Gehäuse in der Ausgangsspaltebene des Monochromators montiert. Angesichts einer Empfängerzellenhöhe von $13\text{ }\mu\text{m}$ und typischen Bildgrößen am Eingangsspalt von $<0,5\text{ mm}$, die im Maßstab 1:1 auf die Empfänger abgebildet werden, muß eine hinreichende Einstellbarkeit der Empfängerzeilen vorhanden sein. Diese wurde durch Miniatur-x-y- α -Versteller vorgesehen. In x-Richtung, vergl. Abb. 15, wird die Zeile in das Zentrum des Spektrums gefahren, eventuelle Winkelfehler zwischen Bild und Zeile können durch die α -Verstellung kompensiert werden. Liegt für diese Einstellparameter eine geringfügige Dejustierung vor, so wird dieser Einfluß durch die Korrekturfunktion nach 3.2.2 innerhalb gewisser Grenzen kompensiert. Der y-Einstellparameter bewirkt ein axiales Verschieben der Zeile und konnte aus konstruktiven Gründen nur mit einer Einstellgenauigkeit von ca. $50\text{ }\mu\text{m}$ realisiert werden. Bei einem Empfängerabstand von $13\text{ }\mu\text{m}$ können die beiden Vielkanaldetektoren mechanisch nicht so justiert werden, daß beide gemessenen Spektren wellenlängenmäßig deckungsgleich sind. Diese Anpassung erfolgt durch den Rechner, indem der Spektrenversatz bei der Aufnahme der Korrekturfunktion nach 3.2.2 ermittelt wird. Dabei werden in beiden Spektren korrelierende Linien gesucht und deren relative Lagen auf dem Empfänger ermittelt. Aus der jeweiligen relativen Lage korrelierender Linien kann der Versatz der Spektren bestimmt werden. Der Algorithmus wurde so gewählt, daß starke Linien bevorzugt berücksichtigt werden.

3.3 Auswahlkriterien und Betriebsbedingungen der optischen Empfänger

Vielkanaldetektoren sind heute in verschiedenen Ausführungsformen erhältlich. Unter Vernachlässigung der voluminösen, hohe Betriebsspannungen benötigenden Bildaufnahmeröhren (z. B. Vidicons) und weiterer zweidimensionaler Detektoranordnungen verbleiben CCDs (charge coupled devices), CIDs (charge-injection devices)

und Photodiodenarrays, für die verschiedene Bezeichnungen benutzt werden ("solid state line scanners", "linear photodiode array", " self-scanned photodiode array"). Es handelt sich in allen Fällen um monolithisch integrierte Schaltkreise auf Siliziumbasis. Der ausnutzbare Wellenlängenbereich der einzelnen Bauelemente ist also grundsätzlich identisch, wobei allerdings konstruktionsbedingte Unterschiede vorhanden sind. Es sind typische Detektorzeilen mit 64 - 4096 Einzelementen in den Abmessungen $13 \times 13 \mu\text{m}$ bis $25 \times 2500 \mu\text{m}$ verfügbar.

Die Belichtung einer Photoempfängerzeile führt zu einer Ladungsträgerpaarerzeugung in der photoempfindlichen Zone. In einem Potentialtopf werden die erzeugten Photoelektronen gespeichert.

Der fundamentale Unterschied zwischen CCDs einerseits und CIDs bzw. Photodiodenarrays andererseits liegt im Modus des Auslesens der einzelnen Detektorinformationen. Bei den letztgenannten Detektoren werden die einzelnen Potentialtöpfe sequentiell angesteuert und entladen. Der Entladestrom ist ein Maß für die gespeicherte Ladung, die proportional der Belichtungszeit und der Lichtleistung ist. Wird eine solche Empfängerzeile kontinuierlich belichtet und der sequentielle Auslesevorgang ebenfalls kontinuierlich durchgeführt, so ergibt sich die Belichtungszeit aus dem Produkt der Zellenanzahl und der zum Auslesen einer Zelle benötigten Zeit. Die Belichtungszeit ist für alle Zellen gleich lang, aber für die einzelnen Zellen zeitlich versetzt.

Im Gegensatz dazu werden bei CCDs die gespeicherten Ladungen aller Zellen gleichzeitig in ein analoges Schieberegister umgeladen. Durch geeignete Potentialverschiebungen an dem analogen Schieberegister /24/ werden die gespeicherten Ladungspakete durch das Register verschoben und am Ausgangsport des Registers einem Ladungs-Spannungs-Konverter zugeführt. Bei kontinuierlichem Betrieb der Anordnung entspricht das zeitliche Ausgangssignal des Konverters der örtlichen Belichtung der Zeile. Die Be-

lichtungszeit der Empfänger entspricht der Zeit zwischen zwei Umladungen in das analoge Schieberegister. Die minimal erzielbare Belichtungszeit ergibt sich aus der zum Auslesen des analogen Schieberegisters benötigten Zeit. Die maximale Belichtungszeit wird durch das Dunkelverhalten der Photozellen bestimmt. Da der Wirkungsgrad des Ladungstransportes im analogen Schieberegister geringfügig verlustbehaftet ist (typ. 99,9995 %), wird dieses üblicherweise mit jeweils halbierten Zellenzahl auf beiden Seiten der Empfängerzeile angeordnet. Durch eine wechselseitige Zuordnung benachbarter Empfängerzellen auf die Schieberegister und abwechselndes Auslesen der an den Ausgangsports der Register verfügbaren Informationen gelangen die einzelnen Zellen entsprechend ihrer Position in der Zeile zur Auswertung auf den Ladungs-Spannungs-Konverter.

Die wesentliche Eigenschaft der CCDs für die hier vorliegende Anwendung ist die exakt gleichzeitige Belichtung aller Zellen. Sie ermöglicht die Realisierung eines schnellen optischen Verschlusses. Die eingangs genannte Anforderung, gepulste Entladungen bedingt zeitaufgelöst messen zu können, ist mit CCDs erfüllbar.

Im oberen Teil der Abbildung 18 ist vereinfacht das Ausleseprinzip der CCDs dargestellt. Über den Transportpuls Φ_x wird die während einer Belichtung der Photoempfänger akumulierte Ladung für sämtliche Empfängerzellen gleichzeitig in das analoge Schieberegister umgeladen. Mit dem Schiebetakt Φ_T werden die Ladungen zum Ladungs-Spannungs-Konverter transportiert. Nachdem durch Φ_x die Photoempfängerzeile umgeladen wurde, läuft ein neuer Belichtungs-vorgang ab, der durch einen weiteren Transportpuls Φ_x abgeschlossen wird. Im unteren Teil der Abbildung 18 sind ein Triggerpuls U_{Tr} und der Entladungsstrom I_E einer gepulsten Entladung dargestellt. Die Entladung wird eine Zeit T vor dem Transportpuls Φ_x gezündet. Die Emission der Zündphase der Entladung wird im Laufe des Zeitraumes A gemessen, die after-glow-Emission im Laufe des Zeitraumes $A + 1$. Wird der Datenstrom am CCD-Ausgang im Zeitraum

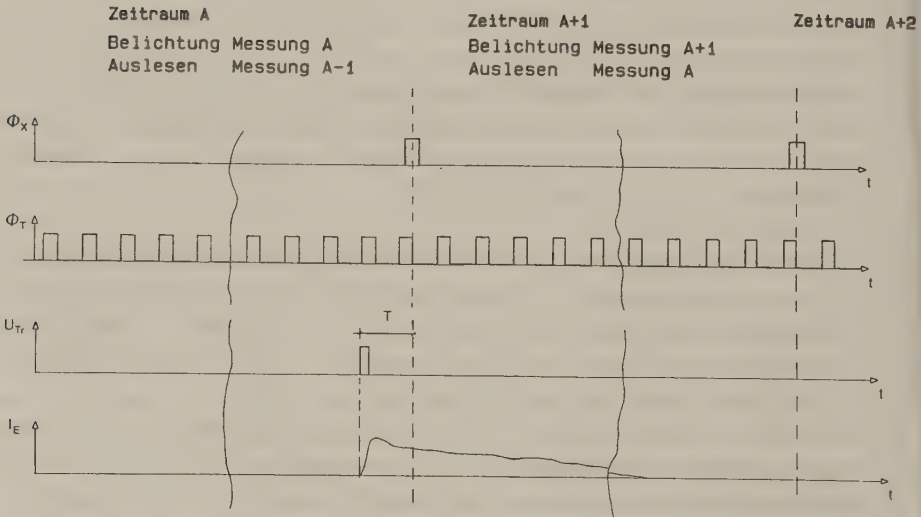
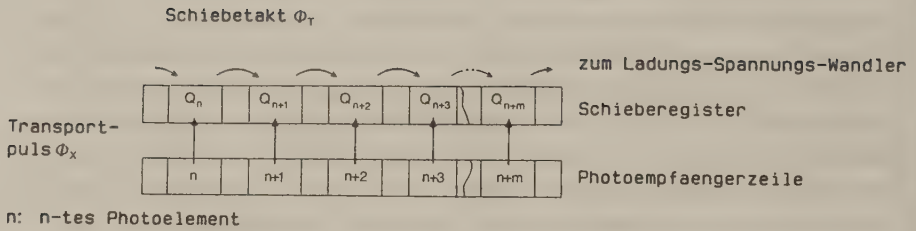


Abb. 18: Realisierung eines optischen Kurzzeitverschlusses mit CCDs

A + 1 ausgewertet, erhält man das Spektrum des Entladungslichts in der Zündphase, erfolgt die Auswertung im Zeitraum A + 2, wird das after-glow berücksichtigt. Durch Variation von T - als realisierbar erwies sich ein $\Delta T = 50 \text{ ns}$ - kann die Meßphase den Entladungsbedingungen angepaßt werden.

CCDs sind somit grundsätzlich die geeigneten Empfänger für dieses Meßsystem. Die bedingt zeitaufgelöste Messung ist ohne zusätzliche Komponenten möglich. Bei den sequentiell ausgelesenen Empfängern kann durch den Einsatz eines gepulst betreibbaren Bildverstärkers ebenfalls zeitaufgelöst gemessen werden. Um die Systemkosten aber in einem akzeptablen Rahmen zu halten, wurde auf die Realisierung dieses Konzepts verzichtet.

Von den im Jahre 1982 verfügbaren CCDs wurde der Fairchild-Typ CCD 142 DC mit 2048 Empfängerzellen ausgewählt. Neben akzeptablen optischen Eigenschaften zeichnet sich dieses CCD durch eine einfache periphere Beschaltung aus. Es wird in buried channel-technology (BCT) gefertigt und weist ähnliche Daten auf wie peristaltic profiled charge coupled devices (P^2 CCD). Ein wesentlicher Gesichtspunkt war außerdem, daß die Möglichkeit bestand, die benötigten CCDs selbst zu selektieren.

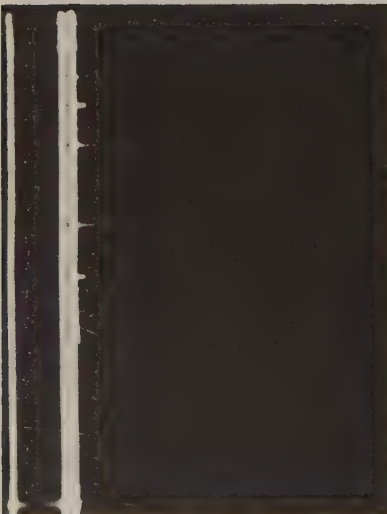
Wie entscheidend eine solche Möglichkeit sein kann, zeigen die Abbildungen 19 und 20. Dargestellt ist jeweils das Spektrum einer HeSe-Laser-Entladung bei 520 nm unter vollkommen identischen Bedingungen. Im linken Teil der Abbildungen ist das gesamte vom CCD registrierte und auf einem Oszillographen abgebildete Spektrum der kontinuierlich emittierenden Entladung zu sehen. Im rechten Teil wurde die stärkste Linie über eine verzögerte Zeitbasis gedehnt dargestellt. Zu beachten ist, daß das Linienprofil wegen einer Eingangsspaltbreite von $80 \mu\text{m}$ nicht optisch aufgelöst werden kann. Im oberen Teil der Abbildungen wurde eine Belichtungszeit von 20 ms, im unteren Teil von 60 ms gewählt. Abb. 19 zeigt ein "gutes", Abb. 20 ein "schlechtes" CCD.



Belichtungs-
zeit = 20 ms



Belichtungs-
zeit = 60 ms



"RC"
"0"
"S"

Abb. 19: HeSe-Spektrum auf einem "guten" CCD (Nr. 1)



Belichtungs-
zeit = 20 ms

— X



"RC"

"0"

"S"

Belichtungs-
zeit = 80 ms

— X

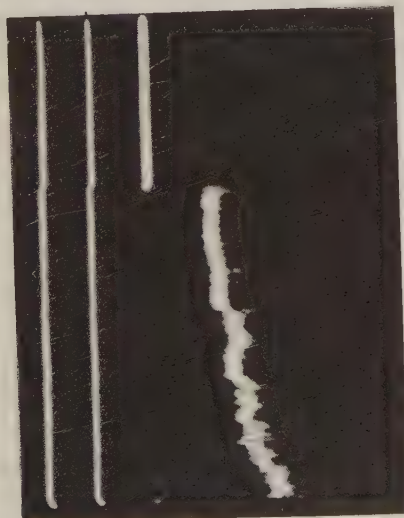
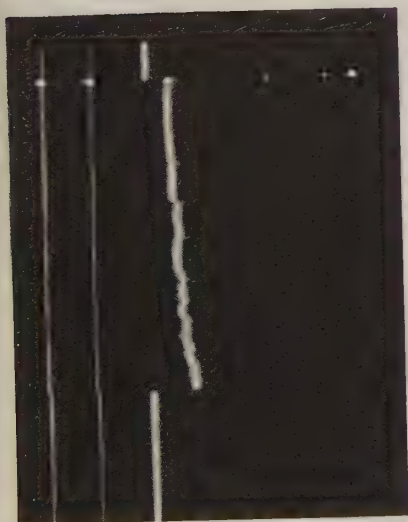


Abb. 20: HeSe-Spektrum auf einem "schlechten" CCD (Nr. 2)

Zur Interpretation der abgebildeten Signale sei das Oszillographenphoto rechts unten in Abb. 19 betrachtet. Der Kurvenverlauf beginnt links mit dem Nullpegel ("0"), auf den der folgende, nach unten weisende Signalpegel ("S") bezogen werden muß. Es folgt der Pegel "RC", der durch ein Übersprechen der Reset-Clock des Ladungs-Spannungs-Konverters erzeugt wird und für die Auswertung nicht relevant ist. Die Folge dieser drei Signale entsteht beim Auslesen einer Detektorzelle. Die auszuwertende Information entspricht der Differenz des Nullpegels, der bei ca. 5,5 V liegt, und des Signalpegels ($< 1,6$ V bezogen auf den Nullpegel) einer Zelle. Wird nun die linke untere Abbildung betrachtet, so erkennt man, daß der Signalpegel auch zwischen den Linien nicht verschwindet. Ursache dieses Verhaltens ist das Dunkelsignal der Empfängerzellen. Auch bei fehlender Belichtung werden durch thermische Effekte Ladungsträgerpaare erzeugt. Das Dunkelsignal ist proportional der Belichtungszeit und stark temperaturabhängig.

Ein Vergleich der Abbildungen 19 und 20 zeigt, daß das Dunkelsignal des CCD 2 wesentlich größer und unregelmäßiger ist als das des CCD 1. Außerdem ist die Empfindlichkeit von CCD 1 um ca. 50% höher. Der ganz entscheidende Unterschied der CCDs liegt jedoch in der Aussteuerbarkeit. Die mit x gekennzeichneten Punkte in Abb. 20 entsprechen einem sogenannten Weißpegel, der proportional dem Sättigungspegel des Ausgangs ist. Bei 60 ms Belichtungszeit kommt das Signal der Linie bereits nahe an diesen Pegel heran. Bei CCD 1 liegt der Weißpegel außerhalb des dargestellten Bereichs. Der Dynamikbereich ist größenordnungsmäßig um den Faktor 3 höher.

Korreakterweise soll darauf hingewiesen werden, daß das schlechte CCD 2 (von vier untersuchten CCDs erwiesen sich zwei als "gut" und zwei als "schlecht" mit jeweils fast identischen Eigenschaften) durchaus die Spezifikation des Herstellers erfüllen kann. Die bei der Spezifikation der Eigenschaften gestellten Randbedingungen ließen sich bei der Untersuchung nicht einhalten.

Ein vorsichtiges Hochrechnen auf die hier vorliegenden Bedingungen läßt den Schluß zu, daß CCD 2 an der oberen Toleranzgrenze liegt.

Aufgrund des hervorragenden Dunkelsignalverhaltens der selektierten CCDs wurde auf eine Kühlung, die den konstruktiven Aufwand beträchtlich erhöht hätte, verzichtet. Es lassen sich ungekühlt selbst nach stundenlangem Betrieb Belichtungszeiten bis 400 ms bei einem kleineren Dunkelsignal als nach Abb. 20 bei 20 ms realisieren.

Um das stets vorhandene Dunkelsignal von dem zu messenden Signal zu trennen, wird vor der eigentlichen Messung ein optischer Verschuß in der Abbildungsoptik geschlossen und nur das Dunkelsignal erfaßt. Anschließend wird bei geöffnetem Verschuß die Messung durchgeführt und das Dunkelsignal abgezogen. Durch den geringen zeitlichen Abstand der Dunkel- und Signalmessung kann von einem identischen Dunkelsignal beider Messungen ausgegangen werden.

Durch den nicht verlustfreien Transport der Ladungspakete in den analogen Schieberegistern gehen, abhängig von der Position des betrachteten Elements, unter typischen Bedingungen bis zu 0,5% der erzeugten Ladungsträger verloren. Dieser Effekt hat wegen des Quotienten-Meßverfahrens und der an den Meßpositionen unter identischen Bedingungen erzeugten Korrekturfunktion nach 3.2.2 keinen Einfluß auf die Meßgenauigkeit. Dazu muß vorausgesetzt werden, daß die Transporteigenschaften der Register zwischen der Aufnahme der Korrekturfunktion und der Messung stabil sind. In der Warmlaufphase des Systems kann es ratsam sein, die Korrekturfunktionsaufnahme von Zeit zu Zeit zu wiederholen.

Die Ausgangsinformation der CCDs ist proportional der Belichtungszeit und der Intensität der einfallenden Strahlung. Dieser Zusammenhang ist unter einer Bedingung nicht gegeben.

Wenn beim Betrieb gepulster Entladungen das CCD für längere Zeit unbelichtet war, ist bei sehr kleinen Lichtsignalen eine Nichtproportionalität zu beobachten /25/. Auf eine entsprechende Nachfrage beim Hersteller wurde dieser Effekt darauf zurückgeführt, daß bei längerer Nichtbeleuchtung des CCDs Oberflächenzustände der Sensoren entleert werden, die bei der nächsten Belichtung durch einen Teil der erzeugten Ladungsträger wieder aufgefüllt werden. Um diesen Einfluß auszuschalten, wurde im System eine Möglichkeit vorgesehen, die CCDs mit Gleichlicht, das in LEDs direkt vor den CCDs erzeugt wird, zu beleuchten. Die Bildung nicht besetzter Oberflächenzustände wird dadurch verhindert. Da der optische Verschuß, der das Entladungslicht zur Dunkelmessung abblockt, die LED-Beleuchtung nicht beeinflusst, wird das LED-Licht mit dem Dunkelsignal vom Meßsignal abgezogen und hat keinen Einfluß auf die Messung, wenn die Emission der LEDs bei der Dunkelmessung und der Signalmessung identisch ist. Da die (schwache) LED-Beleuchtung den Dynamikbereich der Messung reduziert, sollte sie nur bei schwachen gepulsten Entladungen eingesetzt werden.

Ein wesentliches Kriterium für den Einsatz von CCDs in Spektralapparaten ist ein hinreichendes Auflösungsvermögen. Ein bei CCDs der ersten Generation beobachtbares Übersprechen zwischen der Empfängerzeile und den analogen Schieberegistern, das zur "Verschmierung" der Einzelzelleninformation führte und somit das Auflösungsvermögen reduzierte, soll bei modernen CCDs durch großen räumlichen Abstand der entsprechenden Elemente (BCT-CCD, /26/) oder durch eine hohe Potentialbarriere zwischen diesen (P^2 CCD, /27/) verhindert werden.

Das eigentliche Auflösungsvermögen wird durch die Modulationsübertragungsfunktion (MTF) definiert. Durch die MTF wird die Fähigkeit des Empfängers oder eines beliebigen anderen optischen Systems beschrieben, in Abhängigkeit von einer räumlichen Frequenz des Signals einen Kontrast darzustellen, d. h. hier benachbarte Linien sicher zu trennen. Durch die räumlichen

Abmessungen der Detektorzellen wird das einfallende Signal bandbegrenzt. Nach dem Nyquistschen Abtasttheorem ergibt sich die maximal auflösbare Raumfrequenz für den Fall, daß die räumliche Wellenlänge der doppelten Zellenlänge entspricht. Experimentelle Untersuchungen zur MTF an einem Flächen-CCD befinden sich in /28/. Es wird gezeigt, daß für Wellenlängen von 546 nm eine akzeptable Übereinstimmung des theoretischen und experimentellen Wertes vorliegt. Eine Erhöhung der Wellenlänge führt wegen der größeren Eindringtiefe der Strahlung zu erhöhten Übersprechereffekten. Abb. 21 zeigt einen Datenblattauszug des verwendeten CCD. Hier ist für Infrarotwellenlängen ein starker Abfall der MTF zu beobachten.

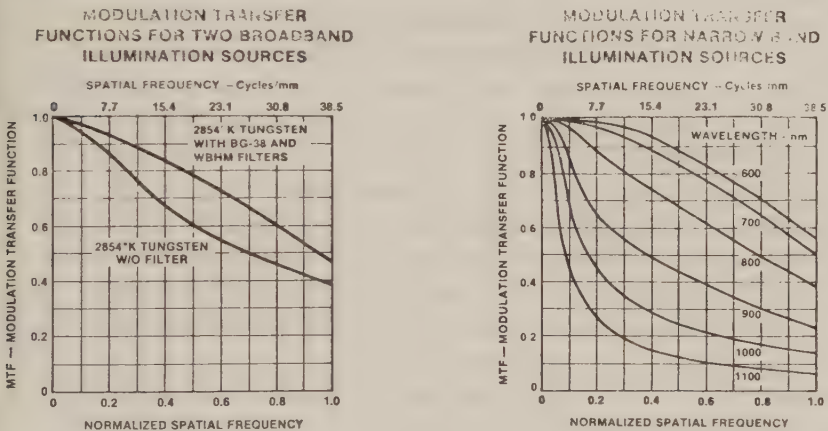


Abb. 21: Datenblattauszug Modulationsübertragungsfunktion

Anwendungen von CCDs zur Zeichenerkennung sollten deshalb mit möglichst kleinen optischen Wellenlängen unter Filterung des Infrarotbereichs konzipiert werden.

Vergleiche zu den eingangs angeführten alternativen Bauelementen sind wegen fehlender Datenblattinformationen nicht möglich. In /29/ wird gezeigt, daß sich Photodiodenarrays für eine bestimmte

Empfindlichkeitsverteilung der Zellen geringfügig schlechter verhalten als CCDs. Das Auflösungsvermögen der CCDs sinkt stark bei Infrarotwellenlängen. Dieser Effekt kann durch die geringfügig höhere Monochromatordispersion in diesem Bereich nicht kompensiert werden.

Da wegen der in 3.1.3 genannten Gründe eine Auswertung des Spektrums nur linienintegral erfolgen kann, ist die tatsächliche Auflösung der Linie hier nicht erforderlich. Das einzig wesentliche Kriterium bezüglich der Auflösung ist die Trennung benachbarter Linien. Wenn diese Trennung durch Monochromator- und CCD-Eigenschaften nicht gegeben ist, kann dennoch bei überlappenden Linienflügeln eine Auswertung vorgenommen werden, wenn die Linienmaxima eindeutig getrennt werden. Die Auswerterroutinen bewerten die einzelnen Linien dann genau bis zu ihrem Schnittpunkt mit der benachbarten Linie. Der dabei entstehende Meßfehler ist von der Schnittpunktverschiebung der Linien abhängig, die durch unterschiedliche Linienverbreiterung durch unterschiedliche Verstärkungs- oder Absorptionskoeffizienten bewirkt wird. Im Einzelfall muß der Wahrheitsgehalt einer solchen Messung durch Interpretation des Linienverlaufs, der zu diesem Zweck vergrößert ausgeplottet werden kann, abgeschätzt werden.

Abschließend soll zu den CCDs noch bemerkt werden, daß durch einen internen Sample-and-Hold-Baustein (S+H) das Ausgangssignal nach Abb. 19 und 20 so verändert werden kann, daß die "0"- und "CR"-Signale unterdrückt werden und für die gesamte Auslesezeit einer Zelle der Signalpegel der zuvor ausgewerteten Zelle am Ausgang anliegt. Durch eine Subtraktion der Spektren der Signalmessung und der Dunkelmessung könnte dann die Signalinformation gewonnen werden, ohne für jede einzelne Zelle die Differenz Signalpegel - Nullpegel bilden zu müssen. Diese Betriebsart wurde aus drei Gründen nicht gewählt.

- Es ist keine Information bezüglich der Stabilität des Nullpegels zu erhalten.
- Der Nullpegel liegt typisch bei 5,5 V, während der Signalpegel maximal 1,6 V beträgt. Eine Wandlung des Differenzsignals würde den für die Messung ausgenutzten Dynamikbereich der Analog-Digital-Wandler ca. um den Faktor 3 verschlechtern.
- CCDs werden hauptsächlich zur Bilderkennung eingesetzt. Um eine Kontrastverschärfung zu erzielen, weist der interne S+H-Baustein ein differenzierendes Verhalten auf $/25/$, das bei der hier vorliegenden Anwendung unerwünscht ist.

3.4 Steuerungs- und Auswerteelektronik

Die Struktur der gesamten Steuerungselektronik ist in Abb. 22 dargestellt.

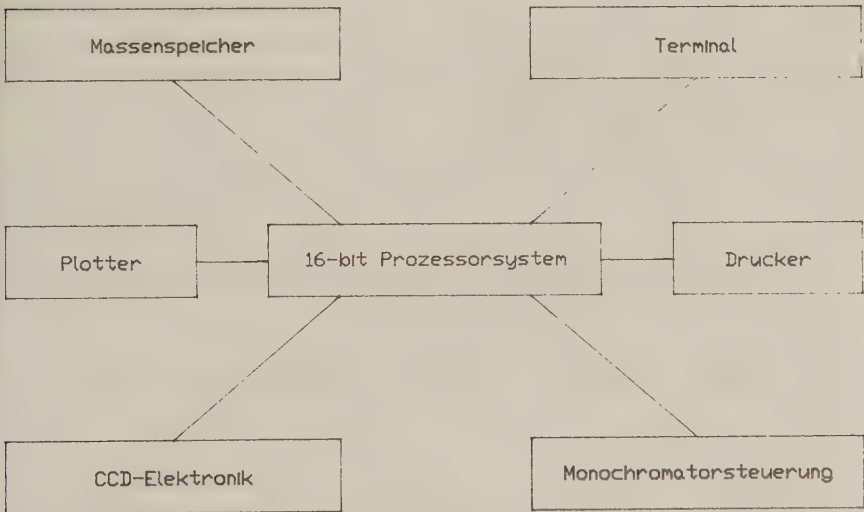


Abb. 22: Elektronische Komponenten des Meßsystems

Der Kern der gesamten Meß- und Auswerteelektronik ist ein Eigenbau- 16-bit-Mikroprozessorsystem mit der entsprechenden Peri-

pherie, in dem die CPU TMS 9900 / TMS 99110 eingesetzt wird /30/. Da in erster Linie Steuerungs- und Meßaufgaben durchgeführt werden, wurde die Programmierung in Maschinensprache mit einem eigens erstellten Betriebssystem /44/ vorgesehen. Abgesehen von den üblichen Peripheriegeräten bedient der Prozessor eine Monochromatorsteuerung und die CCD-Elektronik.

Über die Monochromatorsteuerung werden die in der Abbildungsoptik und der Rückkopplungsoptik angeordneten Verschlüsse angesteuert, der Vortrieb des Monochromatorgitters über einen Schrittmotor bewirkt und, im Falle einer Photomultipliermessung, wird der Photostrom des Photomultipliers in ein digitales Wort umgesetzt. Ein Blockschaltbild dieses Wandlers zeigt Abb. 23.

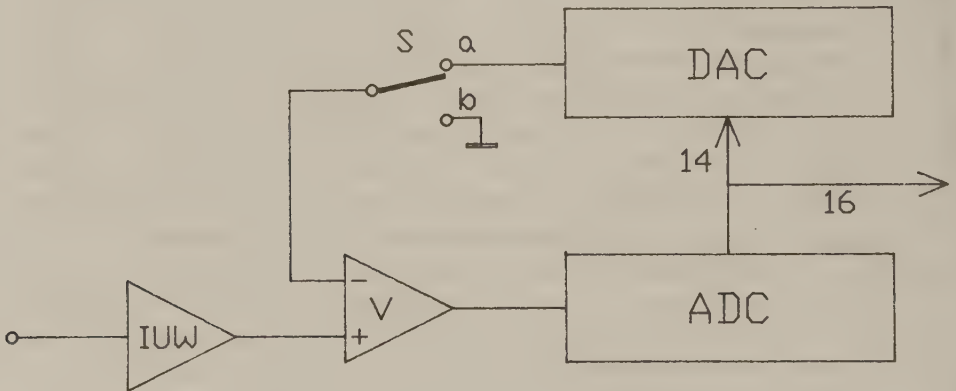


Abb. 23: Blockschaltbild A-D-Wandlung des Photomultiplierstroms

Photomultiplier weisen im allgemeinen hohe Dunkelströme auf. Um diese ohne Softwareaufwand zu eliminieren, wird während der Messung im Minutenabstand ein Dunkelabgleich des Wandlers durch-

geführt. Dazu wird der optische Verschluß der Abbildungsoptik geschlossen und Schalter S in die Position b gebracht. Der Dunkelstrom des Photomultipliers wird am Strom-Spannungs-Wandler (IUW) in eine äquivalente Spannung umgesetzt. Diese gelangt über Verstärker V auf den Analog-Digital-Wandler. Nach erfolgter Wandlung wird das dem Dunkelsignal entsprechende Datenwort in den Eingangslatches des Digital-Analog-Wandlers gespeichert. Zur Messung wird der Verschluß geöffnet und Schalter S umgelegt. Am Eingang des ADC liegt dann die Differenz des aktuellen Meßsignals und des Dunkelsignals. Vorteilhaft bei dieser Methode ist, daß die Dunkelinformation verlustfrei über beliebige Zeiten zu halten ist.

Die jeweilig eingestellte Gitterposition wird in der Monochromatorsteuerung resident gespeichert. Zum Eichen der Wellenlänge wird der Monochromator an eine bekannte, mit einer Spektrallampe oder einem Laser definierte Wellenlänge gefahren, und die entsprechende Wellenlänge wird dem residenten Speicher übergeben. Veränderungen der Gitterposition werden, bezogen auf diese Eichwellenlänge durch Abzählen der Schrittmotorpulse und Beachtung der Drehrichtung, berücksichtigt. Nach jeder Gitterbewegung wird der residente Speicher hardwaremäßig aktualisiert.

Ein grobes Blockschaltbild der CCD-Elektronik befindet sich in Abb. 24.

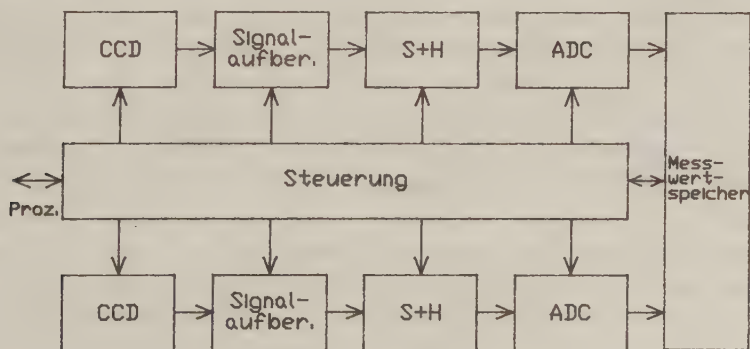


Abb 24: Blockschaltbild CCD-Elektronik

Die Information der CCDs wird über je einen Signaldetektor, der die Differenz des Nullpegels und des Signalpegels bildet, je einem S+H-Baustein zugeführt. Dessen Ausgangssignal wird analog-digital-gewandelt in einem eigenen Meßwertspeicher abgespeichert. Um auch kurze Belichtungszeiten zu ermöglichen und das Dunkelverhalten der Meßeinrichtung zu optimieren, sollte der Auslesevorgang der CCDs möglichst schnell erfolgen. Durch die Verfügbarkeit bzw. die Preise der verfügbaren Bauelemente werden hier Grenzen gesetzt. Der Dynamikbereich der Anordnung sollte den Dynamikbereich der CCDs nicht einschränken, der bei den selektierten CCDs sicher an der oberen Grenze der Datenblattangaben liegt. Es wurde ein 12-bit-Wandler mit $2 \mu\text{s}$ Wandelzeit vorgesehen. Die gesamte Bearbeitungszeit für eine Zelle liegt dann bei $6,6 \mu\text{s}$ und für die kürzestmögliche Belichtungszeit der CCDs folgt 13 ms. Der Analogkanal wurde für die CCDs symmetrisch aufgebaut. Auf die Verwendung eines Multiplexers, der die Ausgangsinformationen der Signalaufbereitungsstufen sequentiell auf eine einzige S+H/ADC-Kombination gelegt hätte, wurde aus Geschwindigkeitsgründen verzichtet. Die Information der Analog-Digital-Wandler wird in einen speziellen Meßwertspeicher geschrieben, den der Prozessor nach der Messung im Prinzip beliebig langsam auslesen kann. Eine Echtzeit-Datenübernahme durch 2-Kanal-DMA konnte nicht realisiert werden, da es aufgrund der beengten Platzverhältnisse im 64-kByte-Speicher des Prozessors nicht möglich ist, sowohl die Dunkelspektren wie auch die Signalspektren abzulegen. Eine direkte Bearbeitung der Spektren ist innerhalb der zur Verfügung stehenden Zeit ebenfalls nicht möglich.

Die Steuerung, deren verfeinertes Blockschaltbild in Abb. 25 dargestellt ist, übernimmt das Timing aller Komponenten. Sie wurde so konzipiert, daß die notwendigen Funktionsabläufe nach der Übergabe der benötigten Parameter durch den Prozessor rein hardwaremäßig ablaufen. Der Prozessor übergibt den Startbefehl zur Messung und wartet auf eine Vollzugsmeldung durch die Steuerung.

Die Steuerung benötigt die folgenden Informationen:

- Belichtungszeit in $n \times 6,6 \mu s$
- Triggerverzögerungszeit T in $m \times 6,6 \mu s$ und $p \times 50 ns$
- Flag Zündphasenmessung (ZPM) / after-glow-Messung (AGM)
- Flag Dunkelmessung / Signalmessung
- Flag mit / ohne LED-Beleuchtung
- Start Messung

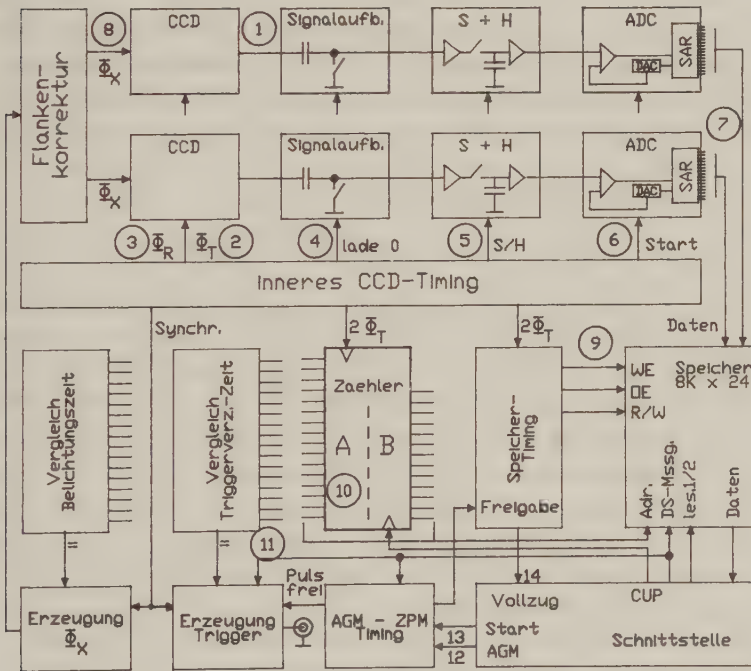


Abb. 25: Verfeinertes Blockschaltbild der Steuerung

Sie führt daraufhin das Timing der CCDs, der Signalaufbereitungsstufen, der S+Hs und der ADCs durch, generiert den Triggerpuls der Entladung und erzeugt zum richtigen Zeitpunkt die Adressen und das Schreib-Timing des Meßwertspeichers.

Eine detaillierte Funktionsbeschreibung der Steuerung kann an dieser Stelle nicht erfolgen. Für einen Einblick in die Funktionsabläufe seien die Timingdiagramme in Abb. 26 und Abb. 27 betrachtet. Die wichtigsten der in den Timingdiagrammen aufgeführten Signale sind in Abb. 25 ebenfalls angegeben.

Abb. 26 zeigt das Timing der CCDs, der Signalaufbereitungsstufen, der S+Hs, der ADCs und des Meßwertspeichers. Abgesehen von den Speichersignalen läuft dieses Timing ungeachtet des Betriebszustands des Systems kontinuierlich ab.

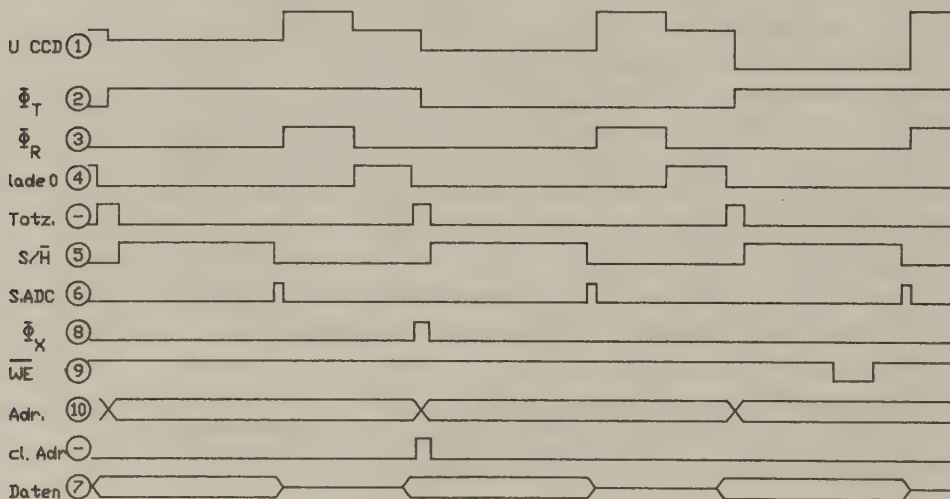


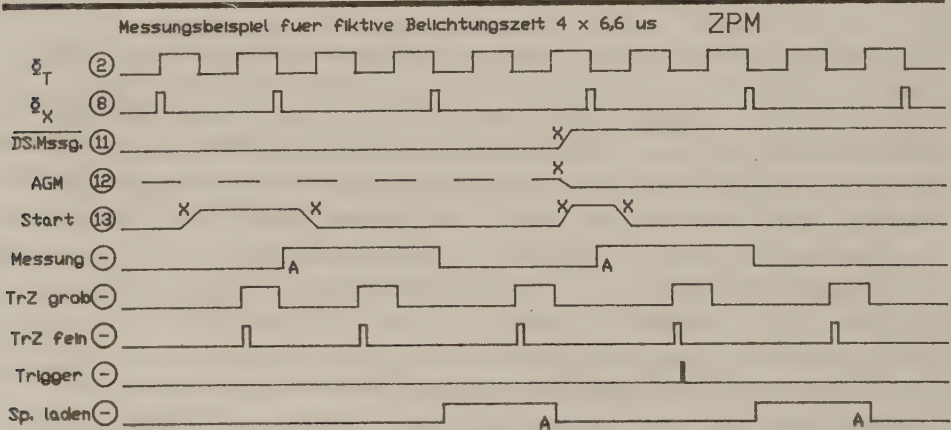
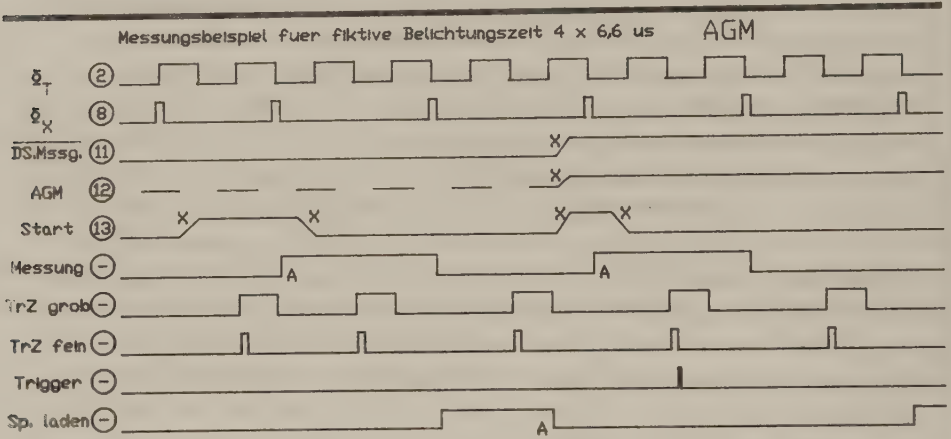
Abb. 26: Timingdiagramm der CCD-Steuerung

Signal 1 kennzeichnet die Ausgangsspannung des CCD. Dieses Signal korreliert direkt mit dem Schiebetakt (Signal 2, Φ_T) und dem Reset-Takt des Ladungsdetektors (Signal 3, Φ_R) des CCD. Über Φ_R wird der Ladungsdetektor zurückgesetzt. Mit der fallenden Flanke von Φ_R erscheint am CCD-Ausgang der Nullpegel, bis, durch eine beliebige Flanke von Φ_T bewirkt, der Signalpegel am CCD-Ausgang anliegt. Innerhalb dieser Zeit wird Signal 4 (lade 0) aktiv, wodurch die Speicherung des CCD-Nullpegels in der Signalaufbereitungsstufe erfolgt. Das anschließend aktive Signal Totzeit (Totz) überbrückt Einschwingzeiten, bis der Signalpegel anliegt und wird in der Steuerung für verschiedene weitere Aufgaben benötigt. Während der anschließenden Phase übernimmt der S+H das durch die Signalaufbereitungsstufe generierte massebezogene Differenzsignal Signalpegel - Nullpegel (Signal 5, $S+H = \log. H$). Im Anschluß an die Sampling-Phase, die wegen einer erforderlichen Spannungsverstärkung im S+H auf $3 \mu s$ dimensioniert ist, wird der ADC gestartet (Signal 6, S.ADC). Nach dem ADC-Startsignal beginnt mit der Generierung eines Φ_R -Impulses ein neuer Zyklus.

Die Ausgangsdaten des ADC (Signal 7, Daten) liegen nach der Wandlungszeit des ADC ($2 \mu s$, sukzessive Approximation) stabil vor, bis ein neuer Startbefehl erfolgt. Falls die Daten abgespeichert werden sollen, wird ein Schreibpuls (Signal 9, $\overline{WE}$) für den Meßwertspeicher generiert. Die Erzeugung der Speicheradressen (Signal 10, Adr.) erfolgt im Zähler A für maximal 4096 Worte über Φ_T . Das am Abschluß einer Belichtung erforderliche Signal 8, Φ_x , wird ebenfalls aus Zähler A abgeleitet. Wesentlich ist, daß Φ_x nur bei einer fallenden Flanke von Φ_T aktiv werden darf. Daraus resultiert die oben angegebene mögliche Belichtungszeit von $2n \times \text{Zykluszeit}$. Um das System beim Einschaltvorgang in den erforderlichen Betriebszustand zu versetzen, dient die Flankenkorrekturschaltung in Abb. 25.

Abb. 27 zeigt das Timing einer Messung und den notwendigen Zugriff des Prozessors. Das bisher beschriebene Timing läuft je-

weils zwischen zwei Flanken von Φ_T ab. Im oberen Teil der Abbildung ist eine after-glow-Messung (AGM) und im unteren Teil eine Zündphasenmessung dargestellt. Von links fortschreitend laufen



X = Instruktion, A = Abfrage Prozessor

Abb. 27: Zeitlicher Ablauf einer Messung

eine Flankenkorrektur (nur nach dem Einschalten möglich), eine Dunkelmessung, Übernahme der Dunkelwerte in den Meßwertspeicher, eine Signalmessung und die Übernahme der Meßwerte in den Speicher ab. Beide Messungen unterscheiden sich in dem gesetzten Flag (Signal 12) und im Zeitraum des Abspeicherns der Meßwerte.

Die Aufforderung des Prozessors zum Start einer Messung (Signal 13) erfolgt, nachdem die Komparatorstufen für Belichtungszeit und Triggerverzögerungszeit entsprechend den gewählten Zeiten geladen wurden und wird mit dem folgenden Transportpuls Φ_x akzeptiert (Messung = log H). Der Prozessor nimmt die Startanforderung zurück. Bis zum folgenden Φ_x erfolgt die Belichtung der CCDs, in der anschließenden Phase (bei einer Dunkelmessung oder ZPM) oder der übernächsten Phase (bei AGM) erfolgt die Speicherung der Meßwerte (Sp. laden = 1). Die fallende Flanke dieses Signals bedeutet das Ende einer Messung. Wurde eine Dunkelmessung durchgeführt, startet der Prozessor mit modifiziertem Signal 11 die Signalmessung, die in gleicher Weise abläuft. Zuvor wird noch überprüft, ob der Verschluss in der Abbildungsoptik sicher geöffnet ist. Gegebenenfalls wird mit der Aufforderung zur Messung bis zu diesem Zeitpunkt gewartet.

Das Triggersignal der Entladung (Trigger) wird, in Abhängigkeit vom Stand des Zählers A und dem Stand eines mit einem 20 MHz-Signal getakteten "Feinzählers", nur bei der Signalmessung erzeugt. Der Triggerzeitpunkt ist in 50 ns-Schritten auch bei der maximal möglichen Belichtungszeit (ca. 430 ms) über die gesamte Belichtungsphase verschiebbar.

Das Signal "Speicher laden" (Sp. laden) ist bei dem fiktiven Messungsbeispiel um genau einen Ausleseprozeß kürzer als es nötig wäre, um die Informationen aller CCD-Zellen in den Speicher zu übergeben. Da das reale CCD aber mehrere Dunkel- bzw. Weißlichtzellen vor und hinter den Photoempfängerzellen aufweist, die in jedem Zyklus ebenfalls ausgelesen werden müssen

aber keine Berücksichtigung finden, wird die Information aller Empfängerzellen auch bei kürzestmöglicher Belichtungszeit an den Meßwertspeicher übergeben.

Der Speicher-Leseprozeß erfolgt im direkten Zugriff des Prozessors. Über Zähler B werden inkremental durch Takten der Leitung "count up" (CUP) die notwendigen Adressen generiert. Die Signale "Dunkelmessung" und "Lesen Messung 1 / 2" dekodieren ebenfalls den Speicherbereich. Die verwendeten statischen CMOS-Speicher benötigen beim Lesevorgang kein weiteres Timing.

3.5 Systemsoftware

Das Betriebssystem, die Systemsoftware und das 12 kByte lange Datenfeld, das die Spektren sowie die ermittelte Korrekturfunktion KF 1 (nach 3.2.2) enthält, belegen die vom Prozessor direkt adressierbaren 64 kByte Speicherbereich. Die Systemsoftware besteht aus 11 Routinen, von denen durch den Benutzer die folgenden Routinen direkt aufrufbar sind:

- Meßroutine CCD-Messung
- Meßroutine Photomultiplier-Messung
- Numerische Spektrenauswertung 1
- Numerische Spektrenauswertung 2
- Plotroutine für gedehnte Teilausgabe der Spektren
- Unterstützungsroutine

Die numerische Spektrenauswertung ist auch aus den Meßprogrammen aufrufbar. Ein grobes Struktogramm der CCD-Meßroutine zeigt Abb. 28. Nach dem Aufruf der Routine können zunächst folgende Grundwerte für die Auswerterroutinen und die Gitterposition geladen oder geladene Werte verändert werden:

- Wahl Auswertealgorithmus

Die Auswertealgorithmen 1 und 2 unterscheiden sich im Modus des Erkennens der Liniengrenzen. Algorithmus 1 bewertet die Liniengrenze durch wieder ansteigende Intensitäten und kann somit auch Linien mit überlappenden Linienflügeln auswerten. Algorithmus 2 wertet die Linie bis zur eingebbaren unteren Schranke aus.
Default-Wert: Algorithmus 2

- Untere Schranke für Algorithmus 2

Dieser Wert sollte in der Größenordnung des Rauschpegels liegen.
Default-Wert: 20 Digits

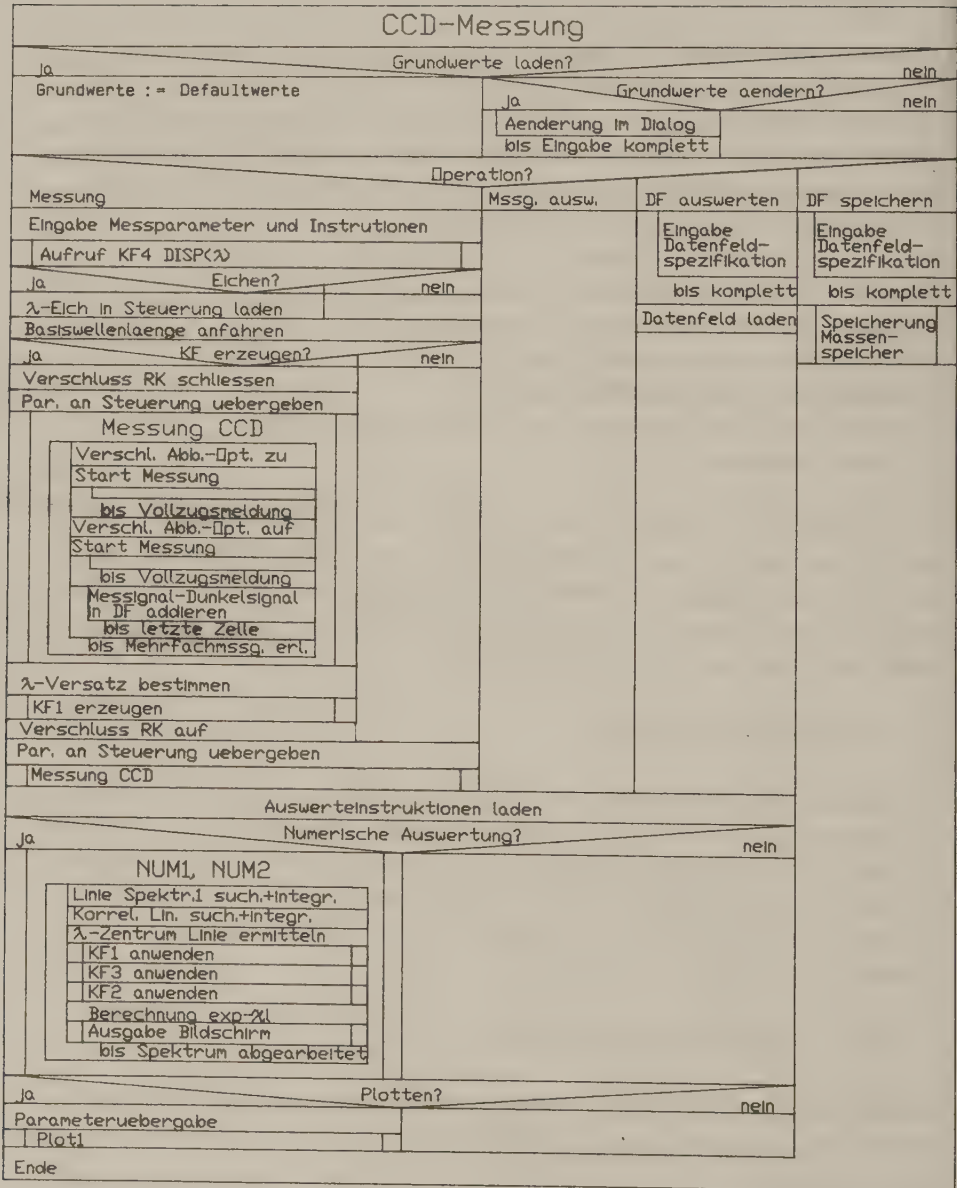


Abb. 28: Struktogramm der Meßroutine "CCD-Messung"

- Schranke für Linienauswertung

Bezogen auf die höchste gemessene Intensität kann die minimale Intensität festgelegt werden, die Linien aufweisen müssen, um ausgewertet zu werden.

Default-Wert: 2%

- Offset Gitterantrieb

Die Eichung der Wellenlänge des Monochromators bezieht sich auf den Ausgangsspalt. Die CCDs sind nicht so exakt justierbar, daß genau das Zentrum der CCDs auf diese "Basiswellenlänge" fällt. Über die Offset-Größe wird das Zentrum von CCD 1 auf die Basiswellenlänge eingestellt. CCD 2 wird über den Wellenlängenversatz $\Delta\lambda$ (s. Kap. 3.2.6) an CCD 1 angekoppelt.

Default-Wert: von der Justierung des CCDs abhängig

Falls eine Messung erfolgen soll, können die folgenden Parameter im ersten Menü der Meßroutine übergeben werden:

- Gitterkonstante

Diese Information wird zur Berechnung der anzufahrenden Gittergrundposition und der Funktion $DISP(\lambda)$ (s. Kap. 3.2.5) benötigt. Benutzbar sind die für den Monochromator verfügbaren Gitter mit Gitterkonstanten von 150 - 1200. Soll in der n-ten Ordnung gemessen werden, ist die n-fache Gitterkonstante einzugeben.

- Belichtungszeit CCDs

Die Belichtungszeit ist von 13,2 ms - 430 ms mit einem maximalen Fehler von $\pm 6,6 \mu\text{s}$ einstellbar.

- Triggerverzögerungszeit

Die Triggerverzögerungszeit T (s. Abb. 18) ist über den gesamten Bereich der Belichtungszeit mit einer Genauigkeit von ± 25 ns einstellbar.

- Basiswellenlänge

Die Basiswellenlänge entspricht Position 1024 im Spektrum des CCD 1.

- n für Mehrfachmessungen

Bei sehr schwachen Signalen kann durch wiederholte Messung der Signal-Rausch-Abstand verbessert werden. Dazu werden die einzelnen Meßergebnisse addiert. Falls durch Quantisierungs- oder Erfassungsfehler das Dunkelsignal größer als das Meßsignal wird, wird dieses dann negative Signal übernommen. Nach erfolgter Aufaddition der Ergebnisse wird eine Betragsbildung durchgeführt. Die eingegebene Anzahl der Einzelmessungen (1 - 15) wird auch bei der Erstellung der Korrekturfunktion berücksichtigt.

- Art der Messung

Gewählt werden können kontinuierliche Messung (Eingabe Triggerverzögerungszeit irrelevant), Zündphasenmessung (Eingabe Belichtungszeit irrelevant, die kürzestmögliche Zeit wird zur Optimierung des Dunkelverhaltens eingestellt) und after-glow-Messung.

- Kennung für typische Entladungsfenster

Für typische rückkoppelseitige Entladungsfenster sind in der Korrekturfunktion $S(\lambda)$ (s. Kap. 3.2.4) entsprechende Modifikationsfaktoren vorhanden, die hier aufgerufen werden können.

Für Wiederholungsmessungen kann die Abfrage dieses Parametersatzes übersprungen werden. Im folgenden Instruktionsmenü sind

die folgenden Anweisungen möglich:

- Eichen des Monochromatorantriebs

Voraussetzung ist, daß der Monochromator an die Eichposition gefahren ist. Das zugehörige Datenwort wird dem residenten Speicher der Monochromatorsteuerung übergeben.

- Gleichlichtbeleuchtung der CCDs

Eine Gleichlichtbeleuchtung eliminiert die Nichtlinearität der CCDs (s. Kap. 3.3).

- Erzeugung Korrekturfunktion

Nach einer Veränderung der Entladungsbedingungen oder der Basiswellenlänge muß die Korrekturfunktion neu erstellt werden (s. Kap. 3.2.2). Die Aufnahme der Korrekturfunktion erfolgt nach den im ersten Menü spezifizierten Bedingungen für die Messung.

- Default-Wert λ -Versatz

Bei sehr schwachen Signalen ist es möglich, daß der Algorithmus zur Ermittlung des Spektrenversatzes der CCDs (s. Kap. 3.2.6) aufgrund mangelnder Datenmengen keinen sicheren Wellenlängenversatz ermitteln kann. Die Eingabe eines Default-Wertes, der von der Justierung der CCDs abhängig ist, gewährleistet auch in diesem Fall eine korrekte Auswertung. Der Default-Wert wird nur übernommen, wenn eine Korrekturfunktion erstellt wird und kein Versatzwort ermittelt werden kann.

Nach der Bearbeitung des Instruktionsmenüs erfolgt die spezifizierte Meßwerterfassung. Eine Auswertung der Messung kann nach dem folgenden Menü erfolgen:

- Plotanweisung

Das angewählte Spektrum wird auf einem Plotter ausgegeben. Die x-Achsen- (Wellenlängen-) Skalierung wird in Abhängigkeit der vorliegenden Dispersion (s. Kap. 3.2.4) durchgeführt. Die Intensitätsdarstellung kann mit einem für beide Spektren gleichen Faktor, der aus der Maximalintensität gewonnen wird, erfolgen. Das Spektrum des CCD 2 wird um den Wellenlängenversatz verschoben dargestellt unter Ausblendung des Bereichs, der nicht durch Spektrum 1 abgedeckt ist. Für den Fall, daß eine breite Linie aufgelöst gemessen werden könnte, ist ein Plot der Meßgröße $Q(\lambda)$ (47) sinnvoll und möglich.

- Numerische Auswertung

Die Auswertung der Spektren erfolgt aus den in 3.1.3 genannten Gründen linienintegral. Zwei mögliche Auswertealgorithmen unterscheiden sich in dem eingangs genannten Kriterium für das Erkennen der Liniengrenze. Zur numerischen Auswertung wird eine Linie mit einer größeren Intensität als durch die entsprechende Schranke festgelegt wird, im Spektrum 1 gesucht. Über den Wellenlängenversatz kann die korrelierende Linie im Spektrum 2 ermittelt werden. Es erfolgt eine Integration der Linie durch Aufsummierung der Einzelzelleninformation und eine Bearbeitung nach (47) unter Berücksichtigung der Korrekturfunktion KF 1 nach 3.2.2, der Überkopplungsfunktion $\dot{U}K(\lambda)$ und der Transmission der Rückkoppeloptik $S(\lambda)$. Die mathematischen Operationen werden im 32- bzw. 16-bit-Format durchgeführt. Das Ergebnis der Auswertung ist $\exp^{-\kappa l}$. Ausgegeben wird dieses Meßergebnis, die maximalen Intensitäten der zugehörigen Linien, die Mittenwellenlänge, die relativen Positionen der Linie in beiden Spektren, die Anzahl der Meßwerte je Spektrum und der Wert der Korrekturfunktion. Aus diesen Angaben ist eine Abschätzung der Meßgenauigkeit, wie in Kap. 3.6. dargelegt werden wird, möglich. Im Auswertealgorithmus 1 wird $\exp^{-\kappa l}$ zusätzlich für den Fall angegeben, daß die ausgewertete Linie von einem kontinuierlichen Untergrund überlagert ist. Die-

ser Untergrund wird an den Linienflanken erfaßt und entsprechend berücksichtigt.

Neben der eigentlichen Messung können im Meßprogramm die folgenden Funktionen durchgeführt werden:

- Auswertung einer erfolgten Messung gegebenenfalls mit anderen Grundwerten
- Ausgabe der Messung mit allen relevanten Parametern in einen Massenspeicher
- Auswertung einer abgespeicherten Messung

Die Meßroutine für Photomultiplierbetrieb ist in gleicher Weise aufgebaut, unterscheidet sich jedoch von der CCD-Routine in einigen benötigten Parametern und natürlich in der Durchführung der Messung. Die Datenerfassung erfolgt so, daß das ermittelte Spektrum wellenlängenmäßig identisch mit dem einer CCD-Messung ist. Im Photomultiplierbetrieb sind prinzipiell zwei Möglichkeiten gegeben, eine Verstärkungsmessung durchzuführen. Zum einen ist es möglich, durch einen Polarisator in der Abbildungsoptik für eine Messung die Transmissionsrichtung des rückgekoppelten Lichts zu selektieren und für die zweite Messung den Polarisator um 90° zu drehen. Für diesen Betriebsfall ist die Erzeugung der Korrekturfunktion KF 1 notwendig. Eine vereinfachte Meßmethode besteht darin, in der Abbildungsoptik mit einem Polarisator die Transmissionsrichtung der Rückkoppeloptik zu selektieren und die Messung mit geöffneter und geschlossener Rückkoppeloptik durchzuführen. Die Korrekturfunktion hat dann den Wert "1". Im Photomultiplierbetrieb wird die Verstellung der Komponenten nicht automatisch durchgeführt. Jeweils vor der Durchführung einer Spektrenaufnahme wird der Benutzer aufgefordert, die erforderliche Manipulation selbst durchzuführen. Somit können in diesem Modus Spektren unter beliebigen physikalischen Bedingungen ermittelt und über die Hilfsroutine ausgewertet werden. Ein Beispiel für eine solche Anwendung des Systems ist die Elektronentemperaturbestimmung in Kap. 4.2.

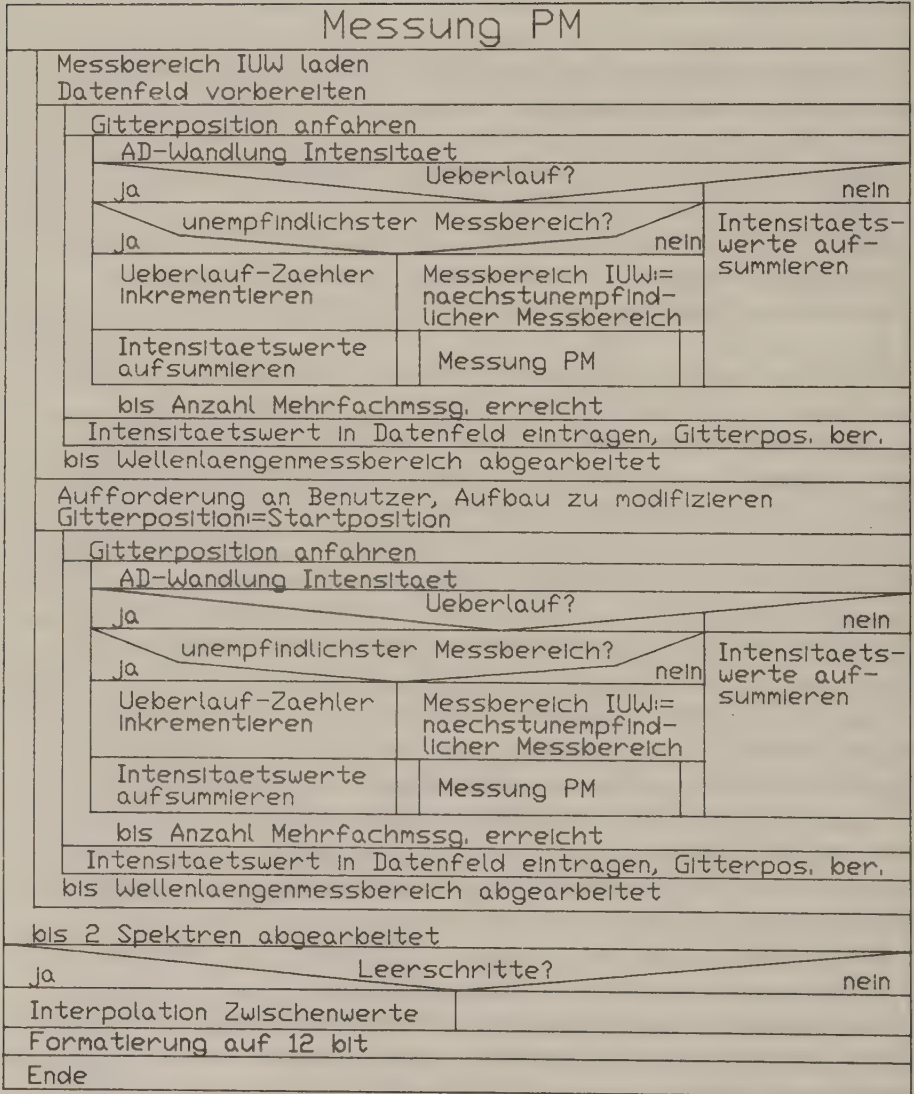


Abb. 29: Struktogramm Photomultiplier-Messung

Ein Struktogramm der Messung befindet sich in Abb. 29. Die zuvor dem Photomultiplier-Meßprogramm übergebenen Parameter unterscheiden sich teilweise von denen des CCD-Meßprogramms. An die Stelle der Parameter Belichtungszeit, Triggerverzögerungszeit und Art der Messung treten die folgenden Parameter:

- Meßbereich IUW

Es sind vier Meßbereiche ($I_{e,max} = 2 \text{ mA}; 125 \text{ } \mu\text{A}; 7,81 \text{ } \mu\text{A}; 488 \text{ nA}$) verfügbar. Die Wandlung erfolgt in einem 16 bit-Wandler, dessen vier niedrigstwertigen Bits ignoriert werden. Tritt bei einer Messung ein Wandlerüberlauf auf, wird die gesamte Messung im nächstunempfindlichen Meßbereich neu gestartet. Ist bereits der unempfindlichste Meßbereich eingestellt, so wird die Anzahl der Überläufe gespeichert und steht dem Benutzer zur Verfügung.

- Leerschritte Wellenlängeneinstellung

Die Messung erfolgt jeweils bei Wellenlängen, die einer CCD-Zelle entsprechen. Durch die begrenzten Einstellmöglichkeiten des Gitters liegt die maximale Abweichung bei $\pm 1/2$ CCD-Zelle. Der auftretende Wellenlängenjitter ist bei beiden Messungen identisch und wegen des Quotientenmeßverfahrens nicht relevant. Für Spaltbreiten $> 20 \text{ } \mu\text{m}$ liegt der Wellenlängenjitter innerhalb der Apparatfunktion des Monochromators und ist nicht nachweisbar. Zur schnelleren Erfassung von Übersichtsspektren kann durch die Eingabe von Leerschritten in einem Raster der CCD-Zellenpositionen gemessen werden. Die Zwischenwerte werden interpoliert.

- tatsächlicher Meßbereich

Die Messung im Photomultiplierbetrieb kann zur Aufnahme eines der CCD-Messung äquivalenten Spektrums größenordnungsmäßig eine Stunde betragen. Sinnvollerweise erfolgt eine Photomultipliermessung nur gezielt in einem engen Wellenlängenbereich, der durch den tatsächlichen Meßbereich spezifiziert wird.

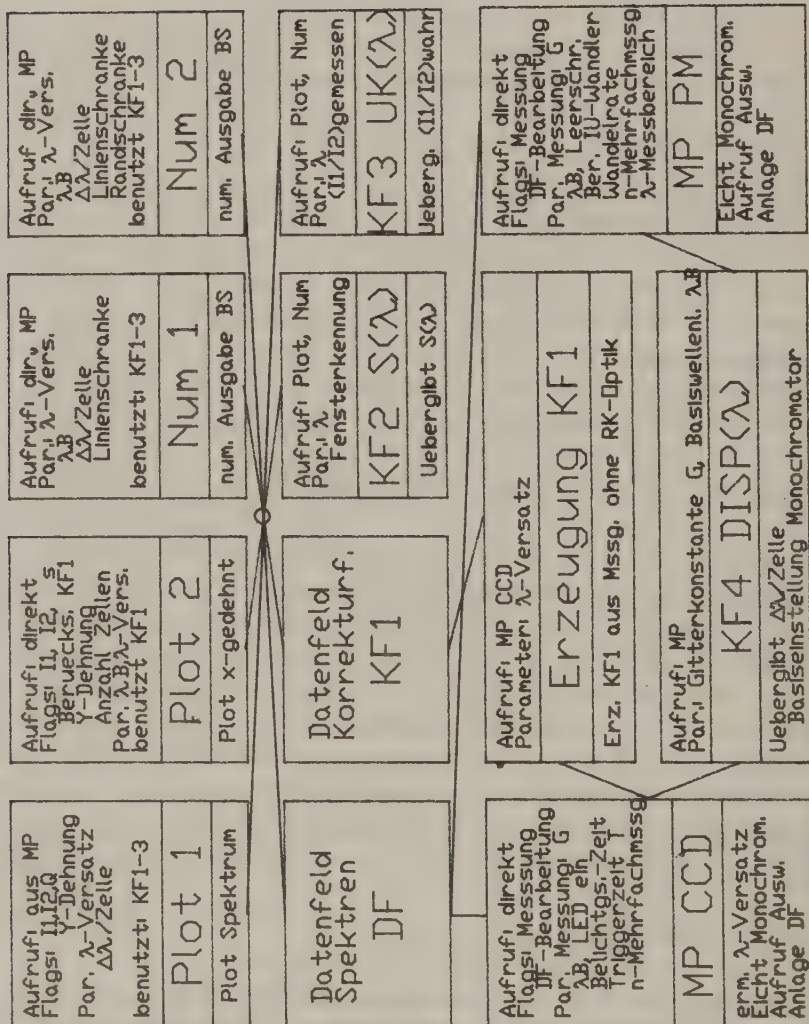


Abb. 30: Softwarestruktur der Meß- und Auswerteroutinen

- Korrekturfunktion

Direkt aufrufbar ist lediglich die Erstellung der "1"-Korrekturfunktion, die aus Kompatibilitätsgründen für eine Auswertung geladen sein muß. Spezielle Korrekturfunktionen müssen mittels der Unterstützungsroutine erzeugt und geladen werden.

Ein Blockschaltbild der gesamten Softwarestruktur zur Meßwerterfassung und Auswertung befindet sich in Abb. 30. Im oberen Teil eines jeden Blocks sind die Aufrufmöglichkeiten, zu übergebende Flags und die notwendigen Parameter sowie die benötigten Korrekturfunktionen vermerkt. Im unteren Teil sind die ermittelten Größen bzw. die ausgeführte Instruktion angegeben.

3.6 Fehlerabschätzung

Die bei einer Messung auftretenden Fehler können in Wellenlängenfehler und Auswertungsfehler eingeteilt werden.

Der auftretende Wellenlängenfehler wird in erster Linie durch den mechanischen Sinustrieb des Gitters und dessen Temperaturgang bestimmt. Bei allen Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde auf eine exakte Eichung mit einer Spektrallinie in unmittelbarer Nachbarschaft der zu messenden Linien verzichtet und die Monochromatoreichung bei der 632,8 nm HeNe-Laserlinie durchgeführt. Die auftretenden Fehler liegen dann im Bereich $F_0 < 0,06$ nm bei Verwendung eines Gitters mit 1200 Strichen/mm. Die Verwendung geringer auflösender Gitter führt zu einem größeren Fehler, der sich zu $F = (1200/G) \cdot F_0$ (G = Gitterkonstante des verwendeten Gitters) abschätzen läßt.

Zusätzliche Wellenlängenfehler entstehen durch die experimentell ermittelte Korrekturfunktion $DISP(\lambda)$ und die nicht beliebig genaue Zuordnung der Linie zu einer Mittenwellenlänge.

Der Einfluß von $\text{DISP}(\lambda)$ wird durch die Definition der Basiswellenlänge in der Mitte des Spektrums, auf die die weiteren Berechnungen bezogen werden, halbiert. Die Zuordnung der Mittenwellenlänge einer Linie geschieht durch Ausnutzung der ermittelten Liniengrenzen, was sinnvoller erscheint als die Zuordnung durch das Maximum der Linie, das durch Rauschen oder Strukturen des Linienprofils gestört sein kann. Die Einflüsse dieser Effekte, die von der Linienstruktur des Spektrums abhängen, führen bei der vermessenen HeSe-Entladung bei einer Gitterkonstanten von 1200 zu Fehlern $F_1 \leq 0,05$ nm. Eine Abschätzung des Fehlers für andere Gitterkonstanten kann nach der Beziehung $F = (1200/G) \cdot F_1$ erfolgen.

Die Auswertungsfehler des Systems entstehen durch fehlerhafte Erfassung der Spektren, durch Ungenauigkeiten der Auswerte- und Korrekturroutinen sowie durch den in Kap.3.2.3 diskutierten systematischen Fehler, der durch das Zusammenwirken der Korrekturfunktionen KF 1 und $\ddot{U}K(\lambda)$ resultiert.

Für eine übersichtliche numerische Ermittlung dieses Fehlers ist in Abb. 31 ein Fehlerplot aufgeführt. Der Fehler f wird nach

$$f = \left| 1 - \frac{I_{1,\text{erm.}} \cdot I_2}{I_{2,\text{erm.}} \cdot I_1} \right|$$

über das Verhältnis der Transmissionen T_2/T_1 aufgetragen. Parameter ist die Überkopplung $\ddot{U}K$. Die durchgezogenen Kurven entsprechen einem Intensitätsverhältnis $I_2/I_1=2$, also einem Wert, für den die Überkopplung stark in Erscheinung tritt. Die unterbrochenen Kurven entsprechen einem eher typischen Intensitätsverhältnis von $I_2/I_1=1,3$. Im oberen Teil der Abbildung wurde der Parameter $\ddot{U}K$ gemäß realistischen Werten gewählt ($\ddot{U}K=0,2\%$; 1% ; 3%). Im unteren Teil der Abbildung wurde, um den auftretenden Effekt zu verdeutlichen, die Überkopplung 10-fach größer angesetzt. Die Glieder höherer Ordnung in $\ddot{U}K$ wurden berücksichtigt.

Für große Transmissionsunterschiede ist ein starker Meßfehler zu beobachten. Sinkt das Intensitätsverhältnis oder $\ddot{U}K$, so wird der

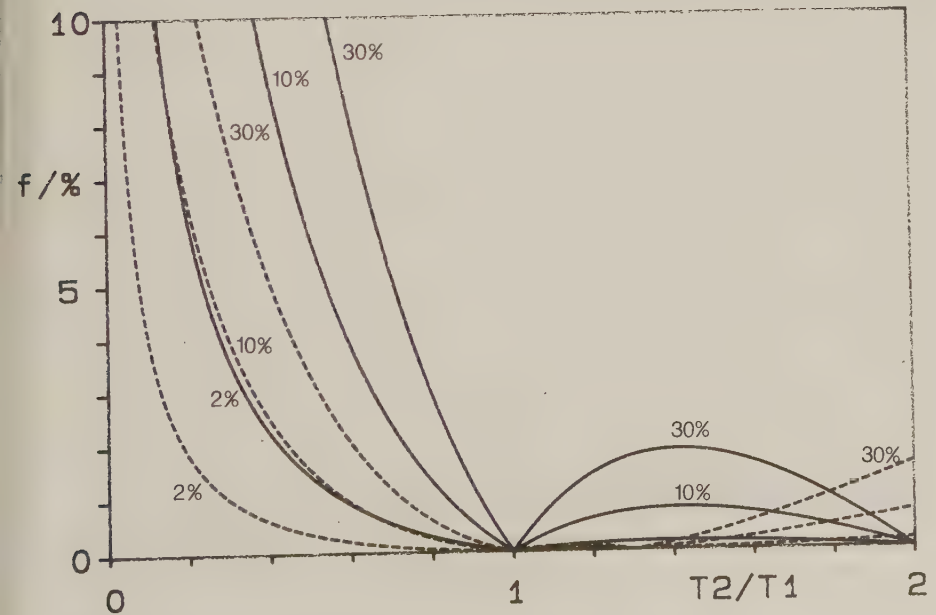
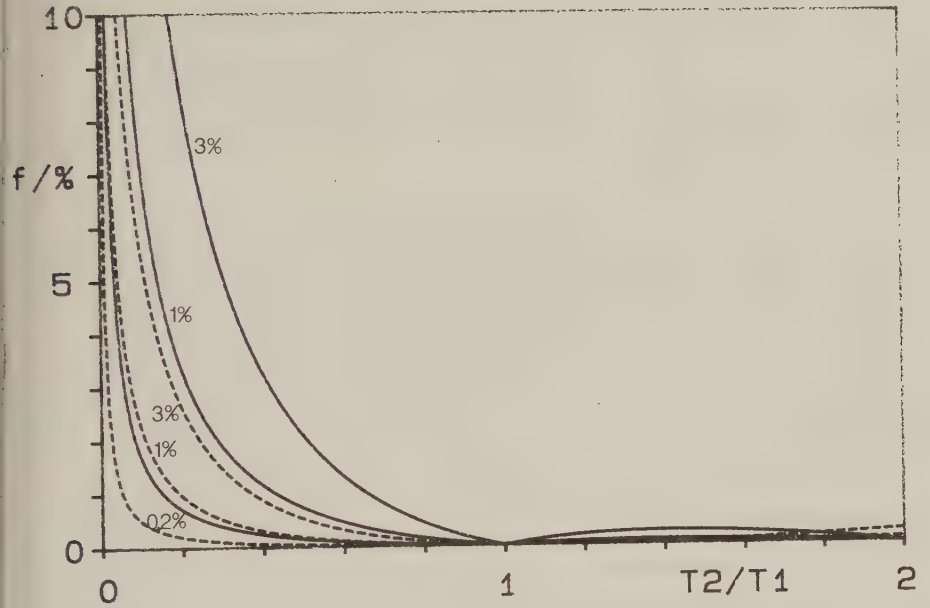


Abb. 31: Systematischer Fehler durch KF 1 und $\dot{U}K(\lambda)$

Fehler kleiner. Wie bereits diskutiert, verschwindet der Fehler bei $T_1=T_2$. Eine weitere Nullstelle ist für $T_2/T_1=I_1/I_2$ zu beobachten. In diesem Fall sind die Intensitäten vor der Bewertung durch die Überkopplung gleich groß und der Einfluß der Überkopplung verschwindet.

Für realistische Transmissionsunterschiede von maximal ca. 20% sind die Abszissenwerte zwischen 0,8 und 1,2 relevant. Der hier auftretende Fehler liegt selbst für das ungünstige Intensitätsverhältnis unter 0,5%. Durch den Einfluß der Transmission der Rückkoppeloptik $S(\lambda)$ sind die größten beobachteten Intensitätsunterschiede selbst für verstärkende Linien deutlich niedriger. Im Vergleich zu weiteren, noch zu diskutierenden Fehlern sind die systematischen Meß- bzw. Auswertefehler zu vernachlässigen.

Meßfehler durch Emissionsschwankungen der Entladung werden kompensiert, da jede Messung nach dem Quotientenmeßverfahren durchgeführt wird. Eine Messung der auftretenden Auswertungsfehler kann, unter Ausklammerung von $S(\lambda)$, experimentell sehr einfach durchgeführt werden, indem eine Messung mit geschlossener Rückkoppeloptik ($\kappa = +\infty$) durchgeführt wird. Die erwartete Meßgröße ist für alle Linien in diesem Fall $\exp -\kappa l = 0$. Die tatsächlich auftretenden Meßgrößen weisen statistische Schwankungen auf, deren Größe stark von der Intensität der gemessenen Linie abhängt. Die gemessenen Schwankungen sind in Abb. 32 dargestellt. Auf der Abzisse ist die gemessene Intensität der betrachteten Linien in Digits aufgetragen. Die zusätzliche Prozentangabe gibt die Aussteuerung der CCDs an. Sie ist als dunkelsignalabhängige und damit belichtungszeitabhängige Größe für ca. 2% Dunkelsignal angegeben worden. Auf der Ordinate ist die Abweichung vom Sollwert aufgetragen. Es ist zu erwarten, daß bei einer Originalmessung gleichgroße statistische Schwankungen auftreten. Für die Fehlerabschätzung werden die statistischen Schwankungen auf den Meßwert einer optisch dünnen Linie bezogen. Auswertungen an Linien mit großem $\exp -\kappa l$ werden dann relativ betrachtet genauer erfolgen als Auswertungen an absorbierenden Linien mit kleinem $\exp -\kappa l$.



Abb. 32: Auswertungsfehler als Funktion der Signalintensität

Im Diagramm entsprechen die x-Meßpunkte einer Einfachmessung, die o-Meßpunkte einer zweifach wiederholten Messung. Für große Aussteuerungen ($>30\%$) liegt ein mittlerer Fehler in der Größenordnung 1% vor. Es ist kein signifikanter Unterschied zwischen der Einfach- und der Dreifachmessung zu erkennen. Für kleinere Aussteuerungen ist eine große Streuung des Meßfehlers zu beobachten. Die Einhüllende der maximalen Fehler weist hyperbelförmigen Verlauf auf. Bei sehr geringen Intensitäten ist der Meßfehler der Dreifachmessung deutlich geringer als der der Einfachmessung. Durch die mehrfache Messung werden Rauschanteile gemittelt, die aufgrund des hier vorliegenden schlechten Signal-Rausch-Abstandes stark in Erscheinung treten. Unterhalb von 5% Aussteuerung ist nur eine Auswertung hinreichend vieler Messungen nach statistischen Methoden sinnvoll. Zwischen 10% und 30% Aussteuerung muß mit einem maximalen Auswertefehler von $2 - 5\%$ gerechnet werden. Oberhalb von 30% Aussteuerung liegt der typische Auswertefehler unter 1% , wobei jedoch auch mit "Ausreißern" bis über 2% Fehler zu rechnen ist. Zur Verdeutlichung der Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes bei schwachen Linien seien die Spektren in Abb. 33 betrachtet. Im oberen Teil ist das einfach registrierte Spektrum abgebildet, im unteren Teil wurde über den Systemparameter "Mehrfachmessung" eine 15-fache Messung durchgeführt.

Die Fehlerbetrachtung aufgrund der Ergebnisse in Abb. 32 berücksichtigt sämtliche Korrekturfunktionen bis auf die Transmission der Rückkoppeloptik $S(\lambda)$. Der Fehler, den die Korrekturfunktion einbringt, ist völlig unabhängig vom Auswertefehler, kann aber nicht als zufälliger Fehler betrachtet werden. Der Gesamtfehler ergibt sich somit im worst-case-Fall als Summe des zufälligen Auswertefehlers und des prinzipiellen Fehlers von $S(\lambda)$. Der Fehler durch $S(\lambda)$ ist schwierig abzuschätzen. Die Aufnahme der Funktion erfolgte mit einer Meßgenauigkeit von ca. 1% . Die Messung wurde mehrfach mit jeweils völliger Neujustierung des Aufbaus durchgeführt und die Einzelergebnisse gemittelt. Durch die Benutzung optisch breitbandiger und breitbandig beschich-

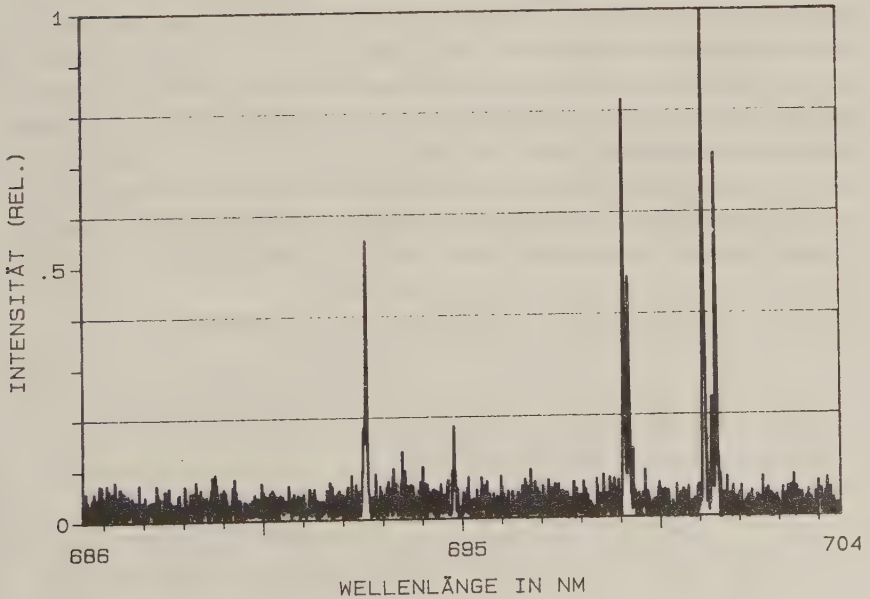
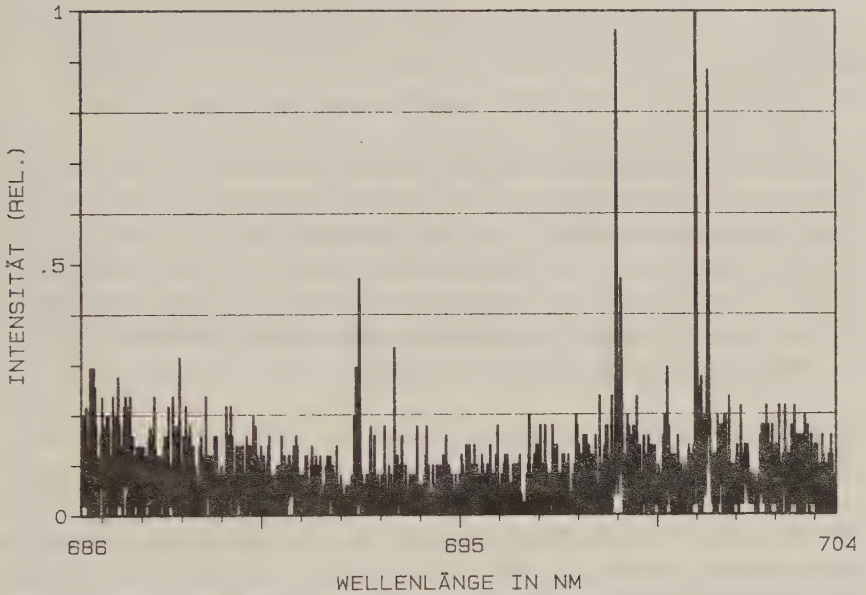


Abb. 33: Verbesserung des Signal-Stör-Abstandes schwacher Linien durch Mehrfachmessung

beschichteter Komponenten in der Rückkoppelloptik kann von einem glatten Kurvenverlauf ohne Unstetigkeitsstellen zwischen den Meßwellenlängen ausgegangen werden.

Ein zusätzlicher Fehler entsteht durch die Absolutankopplung der gemessenen Korrekturfunktion zur Einbeziehung des rückkoppelseitigen Entladungsfensters. Bei den Messungen am HeSe-Laser erfolgte, wie bereits in 3.2.4 beschrieben, die Ankopplung über drei optisch dünne Linien mit bekanntem $\exp -\kappa l$. Die Genauigkeit dieser Ankopplung dürfte in der Größenordnung der Messgenauigkeit liegen, mit der $S(\lambda)$ aufgenommen wurde.

Im Sinne einer kritischen worst-case-Betrachtung soll der maximale Fehler durch $S(\lambda)$ zu 4% abgeschätzt werden.

Für diese Fehlerbetrachtung muß ein optimal justierter optischer Aufbau vorausgesetzt werden. Durch Fehljustierungen können die Meßfehler beliebige Größen annehmen. Zur einfachen Kontrolle der Justierung wurde die Möglichkeit vorgesehen, im Betrieb des Systems die Ausgangssignale der CCDs auf einem Oszillographen zu beobachten. Nachjustierungen sind so relativ einfach möglich. Der optische Aufbau erwies sich als sehr stabil. Auch für lange Kapillarentladungen blieb die empfindliche Justierung auch über längere Zeiträume erhalten. Die größten Schwierigkeiten treten bei der Justierung der Rückkoppelloptik auf. Justierungsfehler führen hier zur begrenzten Abbildung des Rückkoppellichts und somit immer zu einem zu kleinen Meßwert.

4. Messungen an einer HeSe-Laserentladung

An der Entwicklung eines praxisgerechten kataphoretischen HeSe-Lasers wird hier seit längerer Zeit gearbeitet. Nachdem in den frühen siebziger Jahren ein relativ großes Interesse am HeSe-Laser bestand und kommerzielle Systeme angeboten wurden, konnte sich dieser Laser offenbar wegen der schwierigen Technologie nicht auf dem Markt durchsetzen. Durch intensive Forschungs- und Entwicklungsarbeiten wurde der HeSe-Laser hier inzwischen zu einer beachtlichen Reife geführt. Es werden derzeit Laser für den ersten kommerziellen Einsatz in der Luftfahrttechnik entwickelt.

Der Pumpprozeß des Lasers ist in Abb. 1 dargestellt. Die Erzeugung der Besetzungsinversion erfolgt im sogenannten charge-transfer, d. h. ionisiertes Helium stößt mit Se-Atomen, ionisiert diese und regt sie an. Die Erzeugung der He-Ionen erfolgt dabei zum Teil über eine weitere Anregung metastabiler Zustände. Möglicherweise erfolgt ein zusätzlicher Pumpprozeß über ionisierte He_2 -Moleküle. Das Selen befindet sich in einem Vorratsgefäß am anodenseitigen Kapillarende und wird bei einer Temperatur von ca. 530 K in die He-Entladung gedampft. Durch den beschriebenen und weitere Stoßprozesse tritt eine Ionisation des Selens ein und das erzeugte Ion folgt dem elektrischen Feld in Richtung Kathode. In einer speziell konstruierten Zone kondensiert der aus der Kapillare austretende Dampf.

Der HeSe-Laser zeichnet sich durch 46 bisher bekannte Laserlinien, die im sichtbaren und nahen IR-Bereich liegen, aus. Die stärksten Linien liegen dabei im grünen Spektralbereich. Die Verstärkung der einzelnen Linien wurde teilweise in der Literatur angegeben /31/, /32/, /41/. Der HeSe-Laser eignet sich somit vorzüglich zum Test des realisierten Meßsystems. Es wurden Messungen an einer Laserröhre mit einem Kapillardurchmesser von 2 mm und einer aktiven Länge von 0,5 m bei einem Entladungsstrom

von 270 mA durchgeführt. Das gesamte Spektrum der Entladung ist im Anhang abgebildet. Außerdem wurde die Elektronentemperatur der Entladung bestimmt.

4.1 Verstärkungsmessung

Die Verstärkungsmessung wurde von 370 - 1120 nm, also über den spezifizierten Bereich hinaus, durchgeführt. Die Empfindlichkeit der CCDs reicht an den Grenzen zur Erfassung starker Linien durchaus noch aus. Die Messungen erfolgen bis 760 nm mit einer Gitterkonstanten von 1200, darüber mit einer Gitterkonstanten von 600 unter Verwendung eines Kantenfilters für 600 nm jeweils in der ersten Ordnung. Sowohl für die Se-Linien als auch für die He-Linien wurde die Verstärkungs- bzw. Absorptionsmessung durchgeführt. In der folgenden Tabelle 1 sind die Meßergebnisse zusammengestellt. In der ersten Spalte ist eine laufende Nummer der Linien vermerkt, die in den Spektren im Anhang ebenfalls angegeben ist. Es folgt in der nächsten Spalte die gemessene Wellenlänge der Linie. Diese wurde direkt den numerischen Auswerterroutinen entnommen. In der nächsten Spalte folgt, soweit möglich, eine Zuordnung der Linie. Im Gegensatz zum He-Spektrum ist das Se-Spektrum keinesfalls vollständig dokumentiert. Wenn für gemessene Linien keine Zuordnung durchgeführt werden kann, ist zu vermuten, daß es sich um Se-Linien handelt. Für die bekannten Laserlinien sind die experimentell ermittelten Wellenlängen zusätzlich angegeben. In der folgenden Spalte ist die entsprechende Literaturstelle vermerkt. Es folgt der absolute Wellenlängenfehler zwischen gemessener Wellenlänge und Literaturwellenlänge, gerundet auf 10 pm. In der folgenden Spalte ist der ermittelte Meßwert $\exp -\kappa l$ aufgeführt. Für verstärkende Linien ist dieser Meßwert >1 , für absorbierende Linien <1 . Der Meßwert wurde, um eine sichere Aussage machen zu können, in verschiedenen voneinander unabhängigen Messungen ermittelt. Die Standardabweichung der gemittelten Meßgröße folgt in der nächsten Spalte. Große Standardabweichungen charakterisieren dabei schwache Linien. Abschließend erfolgen Bemerkungen zu Verstärkung aufweisenden Linien.

Tabelle 1: Verstärkungsmessung HeSe-Entladung

Nr.	λ_{gem} /nm	Zuordnung	Quelle	$\Delta\lambda$ /nm	exp- κ l	s	Bemerkg.
1	387,74	387,728 SeII	/33/	0,02	0,466	0,183	
2	388,88	388,865 HeI	/33/	0,02	0,083	0,034	
3	396,47	396,473 HeI	/33/	0	0,118	0,056	
4	401,87	401,852 SeII	/33/	0,02	0,709	0,338	
5	402,65	402,619 HeI	/33/	0,03	0,060	0,050	
6	407,06	407,016 SeII	/33/	0,04	0,752	0,478	
7	418,09	418,094 SeII	/33/	0	0,528	0,185	
8	438,27	438,287 SeII	/33/	-0,02	0,982	0,219	laserv.
9	438,78	438,793 HeI	/33/	-0,01	0,515	0,097	
10	440,00	440,102 SeII ?	/33/	0,10	0,577	0,405	
11	443,23	443,233 SeII	/35/	0	0,909	0,191	
12	444,62	444,602 SeII	/33/	0,02	0,890	0,094	laserv.
13	444,94	444,915 SeII	/33/	0,03	0,868	0,102	
14	446,80	446,760 SeII	/33/	0,04	1,016	0,078	LL
		446,80 SeII	/32/	0			
15	447,16	447,148 HeI	/33/	0,01	0,335	0,089	
16	451,61	451,625 SeII	/33/	-0,02	1,030	0,120	neue LL
17	456,37	456,395 SeII	/33/	-0,02	1,128	0,066	neue LL
18	460,43	460,434 SeII	/33/	0	1,001	0,012	LL
		460,46 SeII	/31/	-0,03			
19	461,87	461,877 SeII	/33/	-0,01	1,011	0,034	LL
		461,91 SeII	/32/	-0,04			
20	464,86	464,844 SeII	/33/	0,02	1,021	0,011	LL
		464,86 SeII	/31/	0			
21	471,30	471,338 HeI	/33/	-0,04	0,419	0,058	
22	474,06	474,097 SeII	/33/	-0,04	1,024	0,001	LL
		474,06 SeII	/32/	0			
23	476,33	476,365 SeII	/33/	-0,04	1,018	0,054	LL
		476,41 SeII	/31/	-0,08			
24	476,51	476,551 SeII	/36/	-0,04	1,012	0,195	LL
		476,51 SeII	/32/	0			
25	484,03	484,063 SeII	/33/	-0,03	1,026	0,022	LL
		484,06 SeII	/31/	-0,03			

Nr.	$\lambda_{\text{gem}}/\text{nm}$	Zuordnung	Quelle	$\Delta\lambda/\text{nm}$	exp-kl	s	Bemerkg.
26	484,45	484,496 SeII	/33/	-0,05	1,047	0,011	LL
		484,50 SeII	/31/	-0,05			
27	492,13	492,193 HeI	/33/	-0,06	0,569	0,142	
28	497,53	497,566 SeII	/33/	-0,04	1,142	0,021	LL
		497,61 SeII	/31/	-0,08			
29	499,22	499,275 SeII	/33/	-0,06	1,106	0,013	LL
		499,29 SeII	/31/	-0,07			
30	501,52	501,568 HeI	/33/	-0,05	0,342	0,044	
31	501,87	501,932 SeII	/35/	-0,05	1,019	0,056	neue LL
32	504,72	504,774 HeI	/33/	-0,05	0,594	0,118	
33	506,84	506,865 SeII	/33/	-0,03	1,137	0,009	LL
		506,87 SeII	/31/	-0,03			
34	509,29	509,325 SeII	/36/	-0,04	1,043	0,060	neue LL
35	509,62	509,657 Se?	/33/	-0,04	1,102	0,033	LL
		509,61 SeII	/31/	0,01			
36	510,91	510,912 SeII	/36/	0	0,936	0,111	
37	511,74	511,777 SeII	/36/	-0,03	0,988	0,091	laserv.
38	513,38	513,432 SeII	/36/	-0,05	1,017	0,066	neue LL
39	514,15	514,214 SeII	/33/	-0,06	1,049	0,079	LL
		514,19 SeII	/31/	-0,04			
40	517,54	517,598 SeII	/33/	-0,06	1,200	0,032	LL
		517,60 SeII	/31/	-0,06			
41	522,70	522,751 SeII	/33/	-0,05	1,235	0,028	LL
		522,76 SeII	/31/	-0,06			
42	524,44	524,517 SeII	/35/	-0,08	1,003	0,055	neue LL
43	525,27	525,307 SeII	/33/)	nicht	1,122	0,096	LL
		525,26 SeII	/31/)	auflösb.			
		525,32 SeII	/31/)	Doppell.			
44	527,04	527,122 SeII	/33/	-0,08	1,003	0,051	LL
		527,13 SeII	/31/	-0,09			
45	530,56	530,535 SeII	/33/	-0,03	1,051	0,032	LL
		530,55 SeII	/31/	0,01			
46	537,96	538,018 SeII	/36/	-0,06	1,009	0,056	laserv.
47	540,08	540,099 SeII	/36/	-0,02	1,011	0,096	neue LL

Nr.	λ_{gem} /nm	Zuordnung	Quelle	$\Delta\lambda$ /nm	exp-kl	s	Bemerkg.
48	552,24	552,242 SeII	/33/	0	1,077	0,043	LL
		552,28 SeII	/31/	-0,04			
49	556,65	556,693 SeII	/33/	-0,04	1,041	0,044	LL
		556,71 SeII	/32/	-0,06			
50	559,09	559,116 SeII	/33/	-0,03	1,026	0,032	LL
		559,16 SeII	/31/	-0,07			
51	562,28	562,313 SeII	/33/	-0,03	1,010	0,001	LL
		562,28 SeII	/32/	0			
52	569,75	569,778 SeII	/33/	-0,04	1,167	0,099	LL
		569,79 SeII	/31/	-0,04			
53	573,15	573,084 SeII	/35/	0,7	1,088	0,119	neue LL
54	574,82	574,762 SeII	/33/	0,6	1,060	0,070	LL
		574,79 SeII	/31/	0,3			
55	584,28	584,268 SeII	/33/	0,3	1,071	0,158	LL
		584,28 SeII	/32/	0			
56	586,64	586,627 SeII	/33/	0,1	1,218	0,095	LL
		586,67 SeII	/32/	0,3			
57	587,62	587,562 HeI	/33/	0,6	0,317	0,013	
58	605,60	605,596 SeII	/33/	0	1,053	0,113	LL
		605,63 SeII	/31/	-0,3			
59	606,59	606,583 SeII	/36/	-0,01	1,407	0,210	LL
		606,61 SeII	/32/	-0,02			
60	609,61	609,612 SeII	/35/	0	1,067	0,197	neue LL
61	610,21	610,196 SeII	/33/	0,01	1,182	0,351	LL
		610,21 SeII	/32/	0			
62	642,28	642,290 SeII	/36/	-0,01	0,984	0,222	
63	644,41	644,425 SeII	/33/	-0,02	1,033	0,078	LL
		644,39 SeII	/31/	0,02			
64	648,30	648,306 SeII	/33/	-0,01	0,921	0,180	laserv.
65	648,83	648,834 SeII	/33/	0	1,094	0,360	neue LL*
66	649,03	649,048 SeII	/33/	-0,02	1,131	0,159	LL
		649,01 SeII	/31/	0,02			
67	653,44	653,495 SeII	/33/	-0,06	1,186	0,309	LL
		653,46 SeII	/31/	-0,02			

Nr.	$\lambda_{\text{gem}}/\text{nm}$	Zuordnung	Quelle	$\Delta\lambda/\text{nm}$	exp- κ 1	s	Bemerkg.
68	667,84	667,815 HeI	/33/	0,03	0,405	0,038	
69	701,11	701,082 SeI	/33/	0,03	0,893	0,279	
70	706,47	706,42 SeII	/32/	0,05	1,260	0,711	LL
71	706,58	706,571 HeI	/33/	0,01	0,123	0,103	
72	728,10	728,135 HeI	/33/	-0,04	0,299	0,056	
73	739,15	739,201 SeII	/36/	-0,05	1,031	0,342	LL
		739,24 SeII	/32/	-0,09			
74	772,37	772,400 SeII	/36/	-0,03	1,002	0,210	LL
		772,36 SeII	/32/	0,01			
75	779,63	779,611 SeII	/36/	-0,02	1,098	0,374	LL
		779,26 SeII	/32/	0,37			
76	783,92	783,877 SeII	/36/	-0,04	1,182	0,306	LL
		783,93 SeII	/32/	-0,01			
77	800,25	800,096 SeI	/33/	0,15	0,900	0,317	
78	815,09	815,202 SeI	/33/	-0,11	0,630	0,318	
79	830,77	830,963 SeII	/36/	-0,19	1,338	0,245	LL
		830,89 SeII	/32/	-0,12			
80	843,95	844,055 SeI	/33/	-0,11	0,259	0,099	
81	844,96	845,047 SeI	/33/	-0,05	0,262	0,195	
82	874,23	874,229 SeI	/33/	0	0,738	0,005	
83	891,78	891,880 SeI	/33/	-0,10	0,195	0,095	
84	892,33	892,436 SeII	/36/	-0,10	0,656	0,106	
85	893,72	893,830 SeII	/36/	-0,11	0,665	0,541	
86	896,86				0,476	0,213	
87	900,14	900,193 SeI	/33/	-0,05	0,452	0,192	
88	903,77	903,856 SeI	/33/	-0,09	0,293	0,275	
89	908,24	907,736 SeII	/36/	0,05	0,371	0,177	
90	914,02	914,228 SeII ?	/36/	-0,21	0,254	0,152	
91	918,15				0,154	0,097	
92	924,80	924,93 SeII	/32/	-0,13	0,906	0,267	LL!!
93	927,03				0,265	0,156	
94	943,14				0,624	0,333	
95	954,87	955,289 HeI	/34/	0,42	0,261	0,190	

Nr.	λ_{gem} /nm	Zuordnung	Quelle	$\Delta\lambda/\text{nm}$	exp- κ_1	s	Bemerkg.
96	1015,63				0,354	0,237	
97	1021,62				0,725	0,333	
98	1030,64	1030,739 SeI	/33/	-0,10	0,515	0,206	
99	1032,63	1032,719 SeI	/33/	-0,09	0,315	0,195	
100	1038,54	1038,628 SeI	/33/	-0,09	0,374	0,184	
Bemerkg.: LL = Laserlinie, laserv. = laserverdächtig							

Die gemessenen HeI-Linien (HeII kann im CCD-Betrieb nicht nachgewiesen werden) weisen sehr unterschiedliche Absorptionskoeffizienten auf. Auffallend starke Absorptionen zeigen die Linien 2 und 3, die auf den metastabilen Zuständen $2s^1S$ bzw. $2s^3S$ /37/, /40/ enden. Durch die hohe Besetzung der metastabilen Niveaus, die für den Pumpprozess notwendig ist und in der Laserentladung angestrebt wird, ist die Wahrscheinlichkeit für einen Absorptionsprozess sehr groß. Eine Abweichung von diesem typischen Verhalten zeigt Linie 30, die ebenfalls auf $2s^1S$ endet und einen mittelgroßen Absorptionskoeffizienten bezüglich aller HeI-Linien aufweist. Hier muß eine relativ hohe Besetzung des Zustandes $3p^1P^0$ vorliegen. Die relativ geringen Absorptionskoeffizienten der Linien 9, 27 und 32 lassen auf eine relativ geringe Besetzung des gemeinsamen unteren Niveaus $2p^1P^0$ oder eine starke Verbreiterung der Übergänge schließen.

Die relativ starken Absorptionen der HeI-Linien werden verständlich, wenn der hohe He-Druck ($2 \cdot 10^3$ Pa) und die Entladungslänge von 0,5 m berücksichtigt werden. Wie in Kap. 4.2 noch gezeigt werden wird, weisen zumindest die Linien 27 und 72 im Linienzentrum Totalabsorption auf. Durch eine Linienverbreiterung tritt auf den Linienflügeln ein endlicher Absorptionskoeffizient auf. Die linienintegrale Auswertung führt dann zu den angegebenen gemittelten Werten.

Die oberhalb 700 nm nachweisbaren SeI-Linien weisen geringere Absorptionen auf als die HeI-Linien. Dieses Verhalten ist durch den weitaus niedrigeren Se-Dampfdruck, der zu $5 \cdot 10^{-1}$ Pa abgeschätzt werden kann, begründet /38/. Se-Atome werden durch den hier vorliegenden Pumpprozeß nicht in den Zustand einer Besetzungsinversion geführt. Optische Verstärkung ist lediglich bei SeII-Linien zu beobachten. Unter entsprechenden Entladungsbedingungen können allerdings auch SeI-Laserübergänge realisiert werden. Zwei SeI-Laserlinien im Sichtbaren bei 488,8 nm und 776,8 nm sind in /42/ beschrieben worden und nach /43/ existiert ein SeI-Laserübergang im Infraroten bei 6367 nm.

Von den in /31/ bzw. /32/ beschriebenen 46 SeII-Laserlinien kann eine Linie bei 1259 nm nicht nachgewiesen werden, da sie außerhalb des Meßbereichs des Systems liegt. Weitere Laserlinien bei 767, 995 und 1041 nm sind zwar im Spektrum nachweisbar, aber aufgrund ihrer äußerst geringen Intensität nicht auswertbar. Eine weitere Laserlinie aus /32/ bei 472 nm kann hier auch im Spektrum nicht nachgewiesen werden. Eine Trennung der Laserdoppellinie bei 525 nm ist nicht möglich. Die verbleibenden 40 registrierten und beschriebenen Laserlinien sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Die linke Spalte enthält die laufende Nummer der Linien aus Tabelle 1. Es folgen die gemessene Wellenlänge, der eigene Meßwert und der daraus berechnete Absorptionskoeffizient κ in %/m. Die beiden folgenden Spalten beziehen sich auf /31/ und /32/. Angegeben wird der Verstärkungskoeffizient und der Quotient des selbstermittelten κ zum Literaturwert. Die beiden anschließenden Spalten beziehen sich auf /41/. Wieder ist der ermittelte Verstärkungskoeffizient und das Verhältnis zum eigenen Meßwert angegeben. In der folgenden Spalte ist das Verhältnis der Literaturwerte $\kappa(41) / \kappa(31 \text{ bzw. } 32)$ aufgeführt.

Die Absolutwerte der Meßergebnisse der einzelnen Literaturstellen sind nicht direkt vergleichbar, da jeweils unterschiedliche Röhrenkonstruktionen und Entladungsparameter vorliegen. Die An-

gaben aus /31/ stellen zudem nicht die optimalen ermittelten Werte dar. Dennoch sollten die Verstärkungsverhältnisse der einzelnen Messungen zueinander korrelieren.

Tabelle 2: Vergleich Meßwerte - Literaturwerte (jeweils $|\kappa|$ in %/m)

Nr.	λ /nm	Meßw.	κ	$\kappa/31,32/$	Abw.	$\kappa/41/$	Abw.	Abw.Lit.
14	446,80	1,016	3,175	1,4	2,27			
18	460,43	1,001	0,200	-		5,1	0,39	
19	461,87	1,011	2,188	<1,0				
20	464,86	1,021	4,157	-				
22	474,06	1,024	4,743	<1,0				
23	476,33	1,018	3,568	1,6	2,23			
24	476,51	1,012	2,386	-				
25	484,03	1,026	5,134	-				
26	484,45	1,047	9,186	2,3	3,99	8,4	1,09	3,65
28	497,53	1,142	26,56	3,3	8,05	17,8	1,49	5,39
29	499,22	1,106	20,15	3,3	6,65	18,7	1,07	5,67
33	506,84	1,137	25,67	3,3	7,78	20,4	1,26	6,18
35	509,62	1,102	19,42	-				
39	514,15	1,049	9,567	1,3	7,36			
40	517,54	1,200	36,46	4,6	7,93	27,9	1,31	6,07
41	522,70	1,235	42,21	5,4	7,81	31,5	1,34	5,83
43	525,27	1,122	23,02	1,7	13,5			
44	527,04	1,003	0,599	-				
45	530,56	1,059	11,51	2,6	4,43	16,6	0,69	6,38
48	552,24	1,077	14,84	-		3,4	4,36	
49	556,65	1,041	8,036	<1,0				
50	559,09	1,026	5,134					
51	562,28	1,010	1,990	<1,0				
52	569,75	1,167	30,89	-				

Nr.	λ/nm	Meßw.	κ	$\kappa/31,32/$	Abw.	$\kappa/41/$	Abw.	Abw.Lit.
54	574,82	1,060	11,65	-				
55	584,28	1,071	13,72	1,6	8,57			
56	586,64	1,218	39,44	1,6	24,7			
58	605,60	1,053	10,33	1,3	7,94	5,4	1,91	4,15
59	606,59	1,407	68,29	1,6	42,7			
61	610,21	1,182	33,44	1,0				
63	644,41	1,033	6,493	-		4,3	1,51	
66	649,03	1,131	24,62	-		3,7	6,65	
67	653,44	1,186	34,12	-				
70	706,47	1,260	46,22	1,8	25,7			
73	739,15	1,031	6,106	1,4	4,36			
74	772,37	1,002	0,400	1,1	0,36			
75	779,63	1,098	18,70	1,3	14,4			
76	783,92	1,182	33,44	1,9	17,6			
79	830,77	1,338	58,23	1,9	30,6			
92	924,80	0,906	-0,099	1,0				

Für die starken Linien 26 - 41 und für die Linien 55, 58 und 63 ist diese Korrelation gegeben. Wird die stärkste Laserlinie 41 bei 522 nm als Bezugslinie benutzt, so liegen die prozentualen Unterschiede der Abweichungen bezogen auf /31/, /32/ bei maximal 15% und bezogen auf /41/ bei maximal 20%. Die Abweichungen der Literaturwerte zueinander schwanken dabei um 35%. Für die Messung einer so diffizilen Größe wie die optische Verstärkung unter so unterschiedlichen Bedingungen ist die Übereinstimmung der Meßwerte der Linien als gut zu bezeichnen.

Die schwächeren Linien weisen naturgemäß eine ausgeprägtere Abhängigkeit von den Entladungsparametern auf. Dies fällt insbesondere bei Linie 92 (924,80 nm) auf. Diese Laserlinie wies bei der Messung keine optische Verstärkung auf. Im SeII-Termschema (vergl. Abb. 34) kann diese Linie interessanterweise nicht ein-

geordnet werden. Linie 26 (484,45 nm) bringt eine gute Übereinstimmung mit /41/, bezogen auf /31/ jedoch einen zu kleinen Meßwert. Linie 45 (530,56 nm) weist gegenüber beiden Literaturwerten einen zu kleinen Meßwert auf. Schließlich stimmt Linie 58 (605,60 nm) gut mit /31/ überein bei einem zu großen Meßwert gegenüber /41/.

Von den bisher nicht angesprochenen Linien nach Tab. 2 weisen die schwächeren Linien eine teilweise erhebliche Abweichung sowohl bezüglich zu großer als auch zu kleiner Meßwerte auf. Für den Versuch, die auftretenden Fehler zu systematisieren, wurde aus /31/, /32/, /35/, /36/ und /39/ für die bekannten Laserlinien ein Grotrian-Diagramm nach Abb. 34 erstellt. Einige der benötigten Übergänge sind in der Originalliteratur nicht angegeben, weitere widersprechen einander oder sind mehrdeutig. Die mehrdeutigen Übergänge (bei 446, 739 und 830 nm) wurden so berücksichtigt, daß das obere Laserniveau einem $5p$ -Zustand entspricht. Der Linie bei 509 nm kann kein verfügbares Energieniveau nach /39/ zugeordnet werden. Die Angabe in /35/ für die Linie bei 527 nm ist offensichtlich falsch und das angegebene untere Niveau in /31/ ist nach /39/ nicht verfügbar. Die Lage des Übergangs für die hier nicht nachweisbare Linie bei 471 nm ist ebenfalls widersprüchlich. Die Niveaus der hier absorbierend gemessenen "Laserslinie" bei 924 nm sind unbekannt.

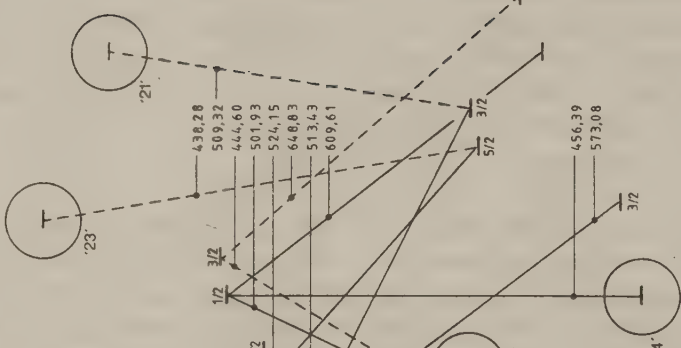
In Abb. 34 wurden die einzelnen Multiplett-Terme zur Erhöhung der Übersichtlichkeit versetzt angeordnet. Die Energieangabe bezieht sich auf den Ionen-Grundzustand. Betrachtet man die Linien, die nach Tab. 2 einen relativ hohen Meßwert liefern, so stellt man fest, daß die Linien bei 706, 783, 606, 586 und 552 nm das obere Laserniveau im Multiplett $5p^4p^0$ aufweisen. Ganz offensichtlich wird dieses bei den hier vorliegenden Entladungsparametern besonders gut gepumpt. Konkurrierende Linien auf den zugehörigen unteren Niveaus in den Multipletts $5s^2p$ und $4p^4p^2$

werden teilweise mit verhältnismäßig niedriger Verstärkung gemessen. Auf den zu diesen Linien (bei 530, 772, 446 und 476 nm) gehörenden oberen Niveaus tritt wieder je eine Linie mit relativ hoher Verstärkung auf (bei 779 und 830 nm). Unabhängig von diesem gekoppelten System, dessen Mechanismus nach Kap. 2.4 verständlich ist, werden die Linien bei 460 und 484 nm, die das gemeinsame untere Niveau $5s\ ^4P_{5/2}$ aufweisen, relativ schwach verstärkend gemessen.

Die Linien 16, 17, 31, 34, 38, 42, 47, 53, 60 und 65 weisen eindeutig optische Verstärkung auf, sind aber nicht als Laserlinien beschrieben worden. In einer speziellen Anordnung konnte Linie 65 (648,83 nm) hier bereits lasend beobachtet werden. Als laserverdächtig wurden die Linien 8, 12, 37, 46 und 64 eingestuft. Die Meßwerte unterlagen hier einer so großen Streuung, daß eine eindeutige Einordnung dieser Linien als Laserlinien nicht gerechtfertigt erscheint. Andererseits wurde aber Verstärkung beobachtet und eine Lasertätigkeit, evtl. unter geänderten Entladungsparametern, erscheint möglich.

Für diese Linien wurde ebenfalls ein Grotrian-Diagramm nach Abb. 35 aufgestellt. Zu den nicht identifizierten Niveaus "7" und "9" kommen die Niveaus "4", "10", "21" und "23", die durch Einkreisung markiert und nicht den bezeichneten Multipletts zuzuordnen sind. Nicht eingetragen ist die Linie 38 bei 511 nm, deren Niveaus nicht bekannt sind. Mehrdeutig ist die Zuordnung der Linie 64 (648,30 nm).

Der Grund dafür, daß die neuen Laserlinien bisher nicht beobachtet wurden, mag einerseits darin liegen, daß diese Linien eine extrem niedrige Sättigungsleistung aufweisen und unter normalen Bedingungen wirklich nicht anschwingen können. Andererseits trifft für 8 Linien die in Kap. 2.4 beschriebene Konkurrenzsituation mit wellenlängenmäßig eng benachbarten Linien auf:



-----: neue Laserlinie, ----: laserverdächtige Linie

Abb. 35: Grotrian-Diagramm der neuen SeII-Laserlinien

- gemeinsame untere Niveaus:

$5s \ 4p_{1/2}$	: 16 - 20 (451,62 - 464,84 nm)
$5s \ 2p_{1/2}$	: 47 - 45 (540,09 - 530,53 nm)
$5s \ 2p_{1/2}$	: 12 - 14 (440,60 - 446,76 nm)
$4p \ 4 \ 2p_{3/2}$	: 53 - 55 (573,08 - 584,26 nm)
"7"	: 60 - 58 (609,61 - 605,59 nm)
"9"	: 65 - 67 (648,83 - 653,59 nm)

- gemeinsame obere Niveaus:

$5p \ 2D^0_{5/2}$	: 42 - 43 (524,51 - 525,30 nm)
$5p \ 2P^0_{1/2}$	: 17 - 14 (456,39 - 446,76 nm)

Wird eine Lasertätigkeit auf diesen Linien gewünscht, so muß der Resonator so schmalbandig dimensioniert werden, daß die konkurrierende Linie nicht anschwingen kann. Ebenso sollte das Anschwingen weiterer Linien, die gemeinsame Niveaus mit der gewünschten Linie nach Abb. 34 und Abb. 35 aufweisen, unterbunden werden.

Für die weiteren Linien, die bis auf Linie 30 als "laserverdächtig" eingestuft werden, ist keine direkte Konkurrenzsituation erkennbar. Die energetisch hochliegenden Niveaus "23" und "21" können im charge-transfer nicht gepumpt werden. Möglicherweise wirkt sich hier der Pumpprozeß über He_2 -Molekülonen aus.

Am Beispiel der HeSe-Entladung zeigt sich die deutliche Überlegenheit der hier verwendeten Meßmethode. Liegt bei einer bestimmten Wellenlänge, die als Laserwellenlänge benötigt wird, Verstärkung vor, kann diese Laserlinie über einen speziell dimensionierten Resonator realisiert werden. Die Notwendigkeit, bestimmte Laserlinien zu realisieren, ist häufig, beispielsweise in der Medizin /45/, gegeben.

4.2 Bestimmung der Elektronentemperatur

Ein Laserplasma stellt einen hochgradigen Ungleichgewichtszustand dar. Befände es sich im thermodynamischen Gleichgewicht, wäre keine Besetzungsinversion und damit keine Lasertätigkeit möglich. Das bedeutet, daß die Besetzung der Energiezustände im Plasma nicht mit einer einheitlichen Temperatur beschrieben werden kann. Die freien Elektronen im Plasma stehen jedoch untereinander und mit den Elektronen in hochangeregten Teilchenzuständen unterhalb der Ionisierungsgrenze in starker Wechselwirkung. Mit großer Wahrscheinlichkeit wird daher die Besetzung der hochangeregten Zustände im Helium nach Boltzmann und der freien Elektronen nach Maxwell durch eine einheitliche Temperatur bestimmt. Bei den Selenionen ist dies jedoch wegen des Ladungsaustausches mit den Heliumionen und der starken Abregung tiefer liegender Niveaus durch Vakuum-UV-Emission nicht der Fall.

Die Elektronentemperatur kann sehr hoch sein. Die absolute Zahl der hochangeregten Zustände ist jedoch wesentlich geringer als sich nach Boltzmann aus der Elektronentemperatur und der Zahl der Atome im Grundzustand ergibt. Die Besetzungsverhältnisse in der Nähe der Ionisierungsgrenze sind jedoch in vielen Fällen durch diese Temperatur bestimmt. Das Verhältnis von Emissionskoeffizient ϵ_f und Absorptionskoeffizient κ_f wird unter diesen Umständen wie im thermodynamischen Gleichgewicht nach dem Kirchhoffschen Satz durch die Planckfunktion der spektralen Strahlungsintensität $L_f^P(T_e)$ bestimmt:

$$\frac{\epsilon_f}{\kappa_f} = L_f^P(T_e) \quad (59)$$

$$L_f^P(T_e) = \frac{2hf^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(hf/kT_e) - 1} \quad (60)$$

Die spektrale Strahldichte einer Linie berechnet sich unter der Voraussetzung einer entlang der Achse homogenen Entladung nach (43) zu

$$L_f = \frac{\epsilon_f}{\kappa_f} (1 - \exp^{-\kappa_f l}) \quad (61)$$

und es folgt aus dem Kirchhoffschen Satz

$$L_f^P(T_e) = \frac{L_f}{1 - \exp^{-\kappa_f l}} \quad (62)$$

Wird die Tatsache berücksichtigt, daß bei einer Messung von L_f über einen Wellenlängenbereich, der durch die Spaltbreiten und die Dispersion des Spektrographen definiert ist, gemessen wird, so folgt

$$\frac{L_f \Delta f}{1 - \exp^{-\kappa_f l}} = L_f^P(T_e) \Delta f \quad (63)$$

Die Kenntnis der absoluten Emission einer Linie und deren Absorptionskoeffizienten führt über das Plancksche Gesetz auf die entsprechende Temperatur. Da κ_f und L_f vom Linienprofil abhängige Größen darstellen, muß die Messung an einer definierten Stelle der Linie, sinnvollerweise im Linienzentrum, erfolgen. Bei einer Messung muß folglich das Linienprofil aufgelöst werden, was nur im Photomultiplierbetrieb unter der Option einer zehnfachen Dehnung des Wellenlängenbereichs bezogen auf das übliche Aufnahmeformat einer CCD-Messung und bei der Verwendung kleinster Spaltbreiten möglich ist. Dann kann im System $\exp^{-\kappa_f l}$ gemessen werden und, über eine Absoluteichung mit beispielsweise einer Wolframbandlampe, $L_f \Delta f$ bestimmt werden. Da eine Eichung nur bei großen Spaltbreiten, die sich wegen der im betrachteten Wellenlängenbereich konstanten Emission der kontinuierlichen Quelle nicht störend auswirken, erfolgen kann und für die hochauflösende Messung mit kleinsten Spaltbreiten gearbeitet werden muß, ist eine Kalibrierung der Spaltbreiten für diese Messung notwendig. Zur Messung der Elektronentemperatur wurden die relativ starken und breiten HeI-Linien bei 492,2 und 728,1 nm ausge-

wählt, deren obere Niveaus hochangeregt bei ca. 23eV liegen.

Abb. 36 zeigt das Linienprofil von HeI, 728,1 nm, das im unteren Teil gedehnt dargestellt ist. In Abb. 37 ist der linienaufgelöste Meßwert $1 + \exp -\kappa_f l$, unten in gedehnter Darstellung, abgebildet. Die analoge Darstellung der Linie HeI, 492,2 nm folgt in Abb. 38 und Abb. 39. Für beide Linien ist erkennbar, daß der Absorptionskoeffizient im Linienzentrum $\kappa_f = +\infty$ beträgt. Die Linienspitze ist "abgeschnitten" oder stößt an die Planckkurve an. Auf den Linienflügeln liegt ein endlicher Absorptionskoeffizient vor.

Somit vereinfacht sich (63) für diese Linien zu

$$L_f \Delta f = L_f^P(T_e) \Delta f \quad (64)$$

Die Temperaturbestimmung wurde für die HeSe-Entladung und für eine reine He-Entladung durchgeführt, wobei der Entladungsstrom 270 bzw. 245 mA betrug. Die ermittelten Temperaturen sind in Tab. 3 zusammengestellt.

Tabelle 3: Gemessene Elektronentemperatur

λ/nm	$T_e(\text{mit Se})/\text{K}$	$T_e(\text{ohne Se})/\text{K}$
492,2	35.900	29.250
728,1	30.780	28.720

Die gemessenen Werte entsprechen den Erwartungen für die vorliegenden Entladungsparameter. Es ist zu berücksichtigen, daß durch kältere Schichten, die möglicherweise an den Entladungsenden durch größere Entladungsquerschnitte auftreten können, niedrigere Temperaturen als die tatsächlich in der Kapillare vorherrschenden gemessen werden. Die ausgezeichnete Übereinstimmung der Temperaturen der reinen He-Entladung trifft für die

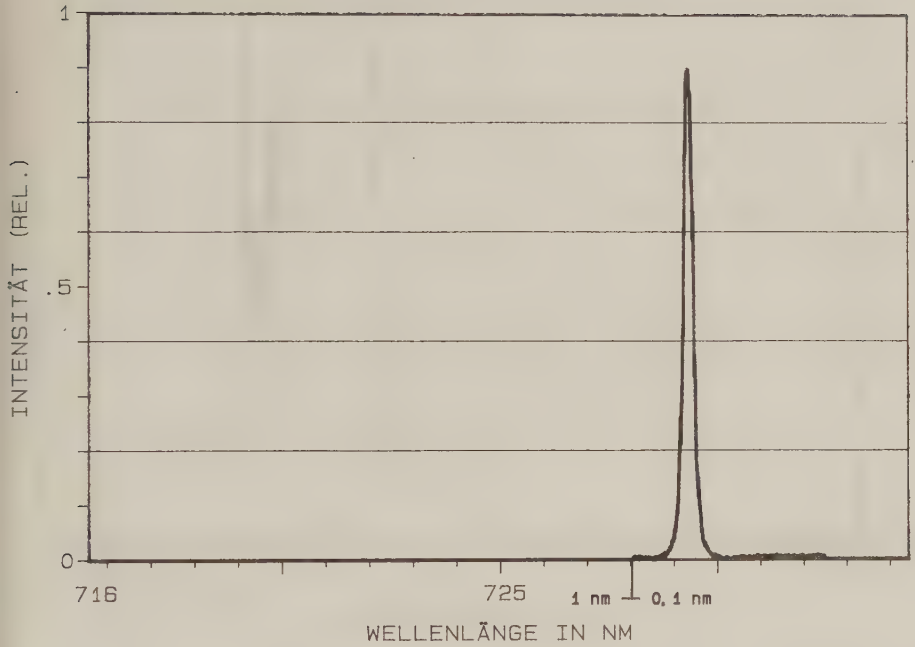


Abb. 36: Aufgelöstes Linienprofil HeI 728,1 nm

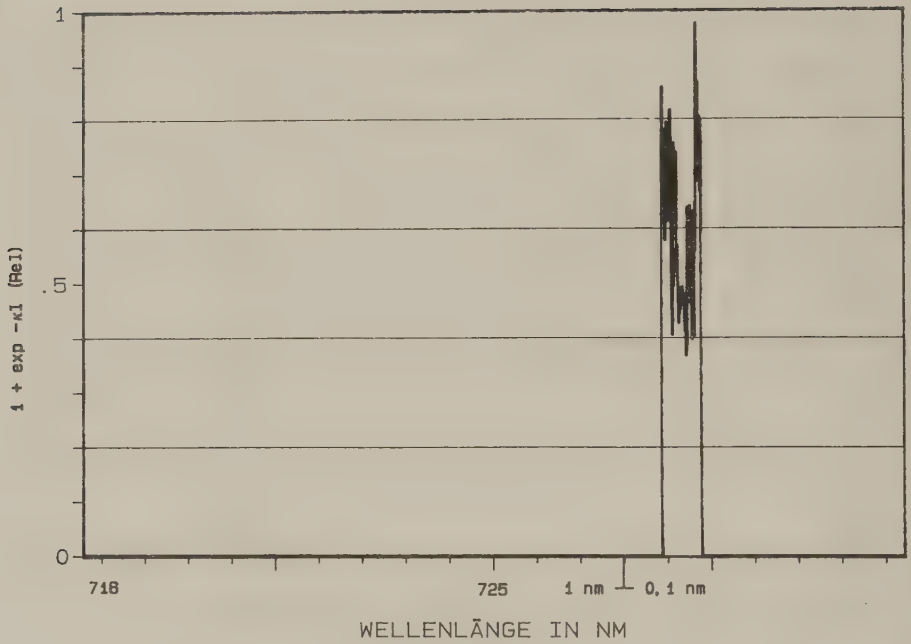


Abb. 37: Meßwert $1 + \exp -\kappa l$ aufgelöst bei 728,1 nm

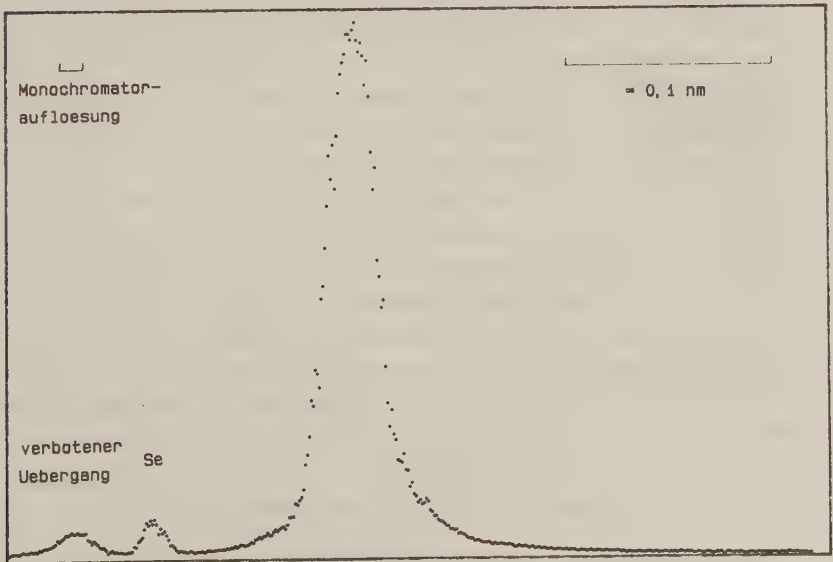
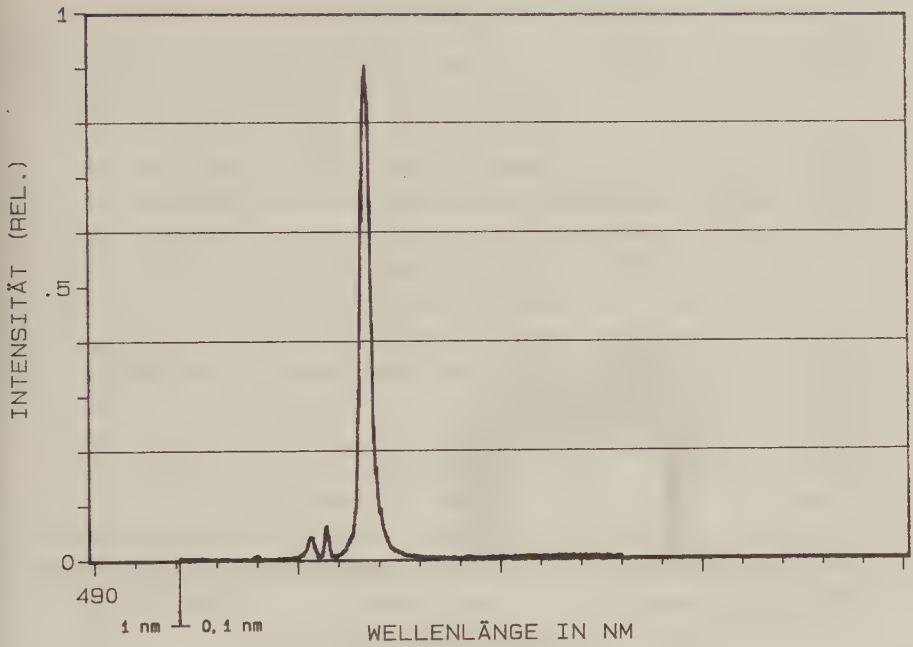


Abb. 38: Aufgelöstes Linienprofil HeI 492,2 nm

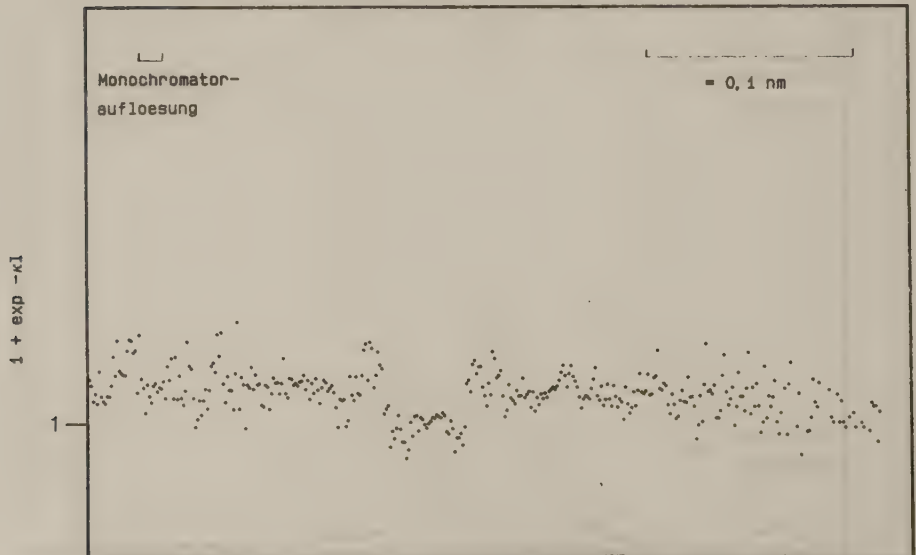
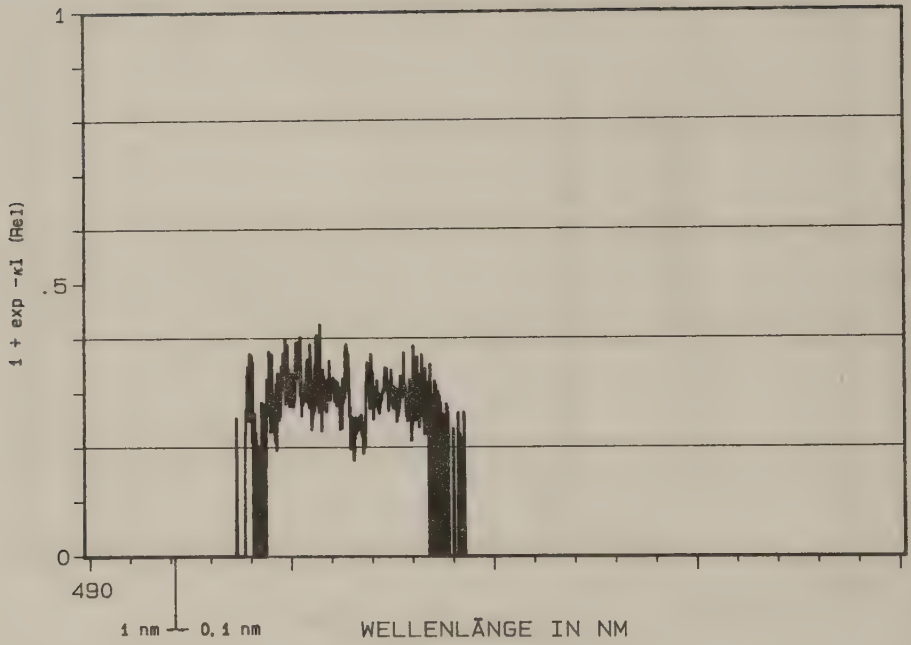


Abb. 39: Meßwert $1 + \exp(-\kappa l)$ aufgelöst bei 492,2 nm

HeSe-Entladung nicht zu. Die Abweichung von ca. 20% liegt aber im Rahmen der Genauigkeit der Absoluteichung.

Aus den Messungen sind weitere Erkenntnisse über das Entladungsplasma gewinnbar, die im folgenden kurz skizziert werden sollen. Die Abb. 36 und 38 lassen Strukturen auf den Linienprofilen erkennen. Dabei handelt es sich um sogenannte Satelliten der Linie. Die Breite der Monochromatorapparatefunktion, die in den Abbildungen skizziert ist, läßt den Schluß zu, daß die Satelliten einen noch weitaus ausgeprägteren Verlauf haben. Aus dem wellenlängenmäßigen Abstand der Satelliten kann der Erzeugungsmechanismus abgeschätzt werden. In Frage kommt dabei ein Hochfrequenz-Stark-Effekt, der durch äquidistante Satelliten charakterisiert ist oder ein Einfluß durch He_2 -Moleküle /46/. Eine Auswertung der Satelliten, die auch bei der Linie HeI, 447,15 nm beobachtbar sind, wurde nicht vorgenommen. Aus der Tatsache, daß bei 468 nm He_2 -Banden nachweisbar sind, kann auf einen Moleküleinfluß geschlossen werden.

Weitere Erkenntnisse können durch den verbotenen Übergang am blauen Linienflügel der Linie HeI, 492,2 nm, gewonnen werden. Nach /47/ läßt sich aus dem Verhältnis der Emissionskoeffizienten des verbotenen und des erlaubten Übergangs die Elektronendichte der Entladung bestimmen. Erschwerend für eine Auswertung wirkt sich hier aus, daß durch die Totalabsorption des erlaubten Übergangs im Linienzentrum der Emissionskoeffizient der Linie nicht unmittelbar aus der gemessenen Linienintensität folgt. Der Emissionskoeffizient ließe sich allerdings durch ein "Linienfitting" gewinnen. Unter der Voraussetzung eines identischen Linienprofils des verbotenen und des erlaubten Übergangs ist aus der Gestalt des Linienfußes das Verhältnis der Emissionskoeffizienten grundsätzlich bestimmbar.

Nach einer Methode, die in /48/ vorgeschlagen wird, kann über $\exp -\kappa l$ die Besetzung metastabiler Zustände gemessen werden.

5. Messungen an einer Cu-Hohlkathoden-Entladung

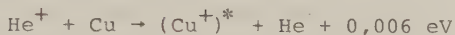
Nachdem am Beispiel der HeSe-Laserentladung die Funktionsfähigkeit des Systems an einer kontinuierlichen Entladung nachgewiesen wurde, soll dessen Eignung für eine gepulst betriebene Entladung untersucht werden. Besonders interessant erscheinen zu diesem Zweck Hohlkathoden-Entladungen, die sich durch einen stark ausgeprägten Nichtgleichgewichtszustand auszeichnen und vielfach als Laserentladungen Anwendung finden. Ein weiterer entscheidender Vorteil liegt darin, daß hohe Metall-Teilchendichten bei niedrigen Gefäßtemperaturen auftreten.

Ein entsprechendes Entladungsgefäß konnte vom Institut für Plasmaphysik der Universität Hannover (Prof. Dr. Böttcher, Prof. Dr. Kock) dankenswerterweise für die Messungen zur Verfügung gestellt werden. Die Hohlkathoden-Entladung wurde entwickelt, um Übergangswahrscheinlichkeiten von Schwermetallen (Ti, Mo) zu messen /49/. Ergebnisse dieser Messungen wurden in einer Reihe von Arbeiten /50/ - /53/ veröffentlicht.

Das Entladungsgefäß besteht aus einer Glas-Edelstahl-Konstruktion. Als Kathodenmaterial wird wahlweise das zu untersuchende Metall verwendet. Die als Hohlzylinder ausgeführte Kathode wird zwischen zwei symmetrisch angeordneten Anoden betrieben. Diese haben ebenfalls die Form von Hohlzylindern, deren Achsen mit der Kathodenachse übereinstimmen. Dadurch wird einerseits die Anodenbelastung reduziert und andererseits erhält man eine symmetrische und äußerst stabil brennende Entladung.

Das zur Verfügung gestellte Entladungsgefäß war mit einer Cu-Kathode bestückt. Ein Studium des Cu-Spektrums /33/ läßt erkennen, daß zwei "grüne" CuII-Linien bei 490,97 und 493,16 nm ein oberes Energieniveau aufweisen, das 16,85 eV oberhalb des Ionengrundzustandes liegt. Wird die Ionisierungsenergie von 7,724 eV für Kupfer berücksichtigt, so entspricht dieses obere Niveau mit einer Abweichung von $\Delta E = 0,006$ eV dem Ionengrundzustand von

HeII (24,580 eV). Es ist zu erwarten, daß für einen charge-transfer



ein hoher Wirkungsquerschnitt vorhanden ist, der zu einer Besetzungsinversion führen könnte.

In der Literatur wurden reine HeCu-Systeme bisher nicht beschrieben. Umfangreiche Untersuchungen existieren dagegen über NeCu-Hohlkathoden-Entladungen. Eine Modellbildung dieses speziellen Systems wurde in /54/ und /55/ durchgeführt. Von Cu-Hohlkathoden mit Edelgasgemischen als Puffergas sind verschiedene Laserwellenlängen des CuI und CuII bekannt, die im Infraroten /56/ - /59/ und Sichtbaren /59/ liegen. Reine NeCu-Hohlkathodenlaser nach /60/ emittieren UV-Laserstrahlung.

Für einen groben Einblick in die Wirkungsweise einer Hohlkathode soll im folgenden skizziert werden, wie die Erzeugung der Ladungsträger abläuft. Wird eine hinreichend hohe Spannung an die Entladung gelegt, so zündet eine Glimmentladung. Um die Entladung aufrecht zu erhalten, müssen Elektronen in ausreichender Zahl von der Kathode emittiert werden. Dazu ist die Kaltkathode nur dann in der Lage, wenn die elektrische Feldstärke an der Kathodenoberfläche sehr hoch ist. Daher ist für den stationären Betrieb der Entladung ein Fallraum hoher Feldstärke erforderlich. Durch diese hohe Feldstärke werden im Kathodenfall positive Ionen stark in Richtung der Kathode beschleunigt und setzen beim Aufprall auf die Kathode Elektronen frei. Bei hinreichend hoher kinetischer Energie der Ionen wird Kathodenmaterial abgelöst. Zusätzlich werden Elektronen an der Kathode durch kurzwellige Photonen und metastabile Teilchen ausgelöst und im Kathodenfall stark beschleunigt. Sie durchqueren den Fallraum nahezu in der Form eines gerichteten Strahls.

Die Abmessungen innerhalb der Hohlkathode sind so dimensioniert, daß der Kathodendurchmesser der freien Weglänge dieser "beam"-Elektronen /54/ entspricht und sich die geladenen Teilchen in einem Potentialtopf zwischen den Kathodenwänden befinden. Die energiereichen Elektronen wechselwirken dann hauptsächlich mit neutralen Edelgasteilchen, die dadurch ionisiert werden. Die Energie der Elektronen reicht für mehrere Ionisationsprozesse aus. Die bei der Stoßionisation entstehenden energiearmen Elektronen besitzen annähernd eine Maxwell-Verteilung. Sie bewirken einen Ionenverlust durch ambipolare Diffusion. Der wesentliche Prozeß zur Erzeugung der Edelgasionen ist somit ein Stoß mit schnellen Elektronen. Demgegenüber erfolgt, zumindest beim NeCu-System, nach Messungen in /55/ eine Erzeugung der Metallionen hauptsächlich durch einen charge-transfer mit Edelgasionen.

Beim Betrieb der Hohlkathode sind zwei prinzipiell verschiedene Zustände zu beobachten. Bei niedrigen Stromstärken ist die Metall-Teilchendichte gering. Der Kathodensputtereffekt wird hauptsächlich durch Edelgasionen erzeugt. Aus Abschätzungen der freien Weglänge dieser Teilchen folgt, daß ihre kinetische Energie relativ gering ist. Für erzeugte Metallionen ist die freie Weglänge wesentlich größer. Ihre Wirkung auf den Sputtereffekt ist somit entscheidend größer, so daß bei hohen Stromstärken nahezu ausschließlich Metallionen den Sputtereffekt bewirken. Um entsprechend hohe Metall-Teilchendichten zu erzielen, muß im metallionenbestimmten Bereich bei hohen Stromdichten gearbeitet werden.

Um eine hinreichend hohe Metall-Teilchendichte in der Hohlkathodenentladung zu erzielen, muß diese mit Entladungsströmen betrieben werden, die einen kontinuierlichen Betrieb nicht erlauben, da einerseits ein zu starker Kathodenerosionsprozeß aufträte und außerdem die auftretende Verlustleistung nicht abgeführt werden könnte. Für die angestrebte Besetzungsinversion der CuII-Linien im charge-transfer, die prinzipiell auch bei kontinuierlichem

Betrieb denkbar wäre, ist dieser gepulste Betrieb nicht erforderlich. Aus diesem Grunde erschien es nicht notwendig, eine extrem schnelle Beschaltung der Entladung vorzusehen, wie es beispielsweise notwendig wäre, wenn die Besetzung der Niveaus atomarer Quasi-Resonanzlinien invertiert werden sollte. Der angestrebte relativ langsame Entladungskreis wurde nach Abb. 40 realisiert.

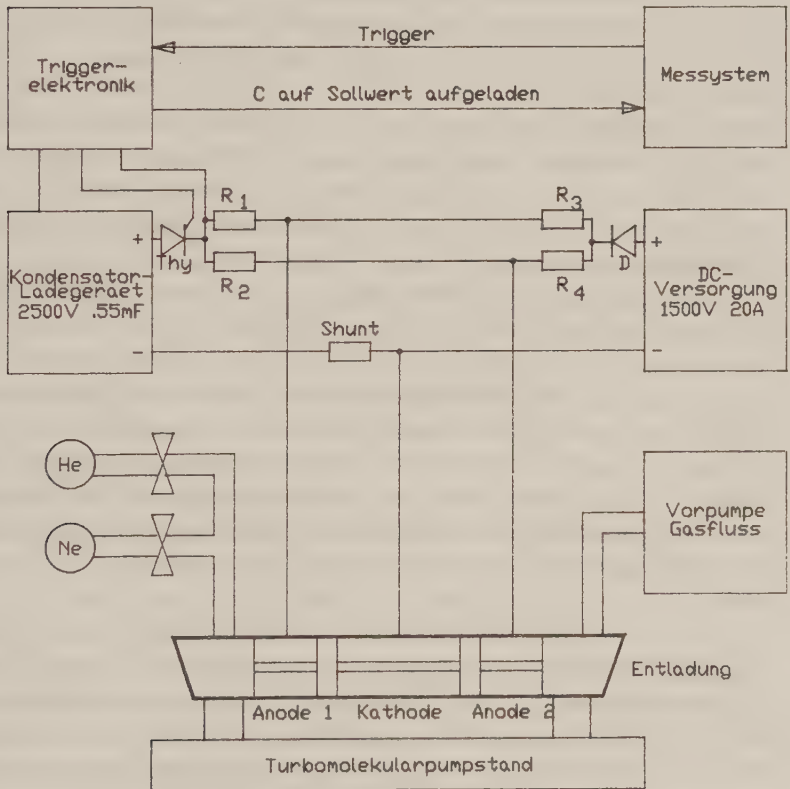


Abb. 40: Versuchsaufbau für Messungen an der Hohlkathoden-Entladung

Eine DC-Versorgung der Hohlkathoden-Entladung sorgt für einen stationären Grundbetriebszustand. Die für die gewünschte Anregung notwendige hohe Stromdichte erzeugt eine Kondensatorbatterie, die durch Zünden des Thyristorsatzes Thy über die Hohlkathode entladen wird. Über die Diode D wird das DC-Versorgungsgerät geschützt. R_1 und R_2 bzw. R_3 und R_4 symmetrieren den Strom der beiden Anoden A_1 und A_2 . Eine Triggerelektronik setzt den Triggerpuls des Meßsystems um in die Gatepulse des Thyristorsatzes. Durch Veränderung der Ladespannung der Kondensatorbatterie kann die benötigte Stromdichte für die Entladung eingestellt werden. Um den notwendigen Aufwand für einen Thyristorlöschkreis zu umgehen, wurde das Triggergerät mit einer einstellbaren Nachladesperre ausgerüstet. Dadurch wird, wenn die Spannung der Kondensatorbatterie auf die Spannung des DC-Versorgungsgerätes abgefallen ist, der Thyristorsatz stromlos und löscht. Eine Ladestromdetektierung registriert, ob die Entladung in einen äußerst unerwünschten Bogen umgeschlagen ist, der durch sehr niedrige Brennspannung bei hohen Entladungsströmen gekennzeichnet ist, und unterbindet für diesen Zustand den weiteren Nachladeprozeß. Wenn der Ladezustand der Kondensatorbatterie dem vorgegebenen Sollwert entspricht, wird dem Meßsystem eine "bereit"-Meldung übermittelt. Vor dem Start einer Messung wird diese Meldung abgefragt. Der Informationsaustausch zwischen dem Meßsystem und der Triggerelektronik erfolgt mit galvanischer Trennung in niederohmiger Schaltungstechnik, um die Einkopplung von Störungen zu unterbinden.

Über einen Turbomolekularpumpstand kann das Entladungsgefäß auf 10^{-4} Pa evakuiert werden, um Verunreinigungen sicher zu entfernen. Der eigentliche Betrieb erfolgt im Gasdurchfluß. Hochreines Edelgas durchströmt die Entladung und wird von einer Vorpumpe abgesaugt. Die Einstellung des Betriebsdrucks erfolgt über die Durchflußmenge im Edelgaszulauf.

Vor der Messung muß die Transmission des rückkoppelseitigen Entladungsfensters gemessen sowie der Einfluß beider Entladungsfenster auf die Polarisation des Lichts untersucht werden. Auf die Verhältnisse an der HeSe-Entladung, die mit Brewsterfenstern in Laserqualität versehen war, kann nicht zurückgegriffen werden, da die Hohlkathoden-Entladung mit relativ einfachen Quarzfenstern, die unter einem Winkel von ca. 10^0 aufgebracht sind, ausgestattet ist. Die Untersuchungen ergaben eine geringfügige Verschlechterung des Polarisationsgrades von linear polarisiertem Licht. Ein Polarisationsgrad von $1:10^7$ wurde durch beide Fenster auf $1:4,3 \cdot 10^3$ verschlechtert. Dieser Polarisationsgrad ist für eine Messung hinreichend gut, so daß eine Modifikation der Überkopplungsfunktion nicht notwendig ist. Die Transmission des rückkoppelseitigen Entladungsfensters, das für die Messung demonstriert werden konnte, ergab sich zu ca. 89%. Ein entsprechender Modifizierungsfaktor (das Quadrat der Transmission) wurde in die die Transmission der Rückkopplungsoptik beschreibende Funktion $S(\lambda)$ eingebracht.

Für einen Betrieb der HeCu-Hohlkathodenentladung war eine im Vergleich zum NeCu-System wesentlich höhere Entladungsspannung notwendig. Die Zündspannung lag so hoch, daß als Zündhilfe Neon eingesetzt werden mußte. Eine meßbare Anregung der zu untersuchenden CuII-Linien trat bei Entladungsströmen von ca. 5 A auf. Der He-Druck wurde dabei durch zwei Randbedingungen festgelegt. Bei einem zu hohen Druck steigt die Wahrscheinlichkeit eines Umschlagens der Glimmentladung in eine Bogenentladung. Wurde der Druck zu niedrig, so erlosch die Hohlkathode nach der Entladung der Kondensatorbatterie. Durch Intensitäts- und Verstärkungsmessungen wurde der He-Druck auf ca. 450 Pa optimiert. Bei diesem Druck konnte der Entladungsstrom bis ca. 10,5 A im gepulsten Betrieb gesteigert werden. Die Strom-Spannungs-Verhältnisse für diesen Betriebspunkt, die mit einem digitalen Speicheroszilloskop gemessen wurden, sind in Abb. 41 dargestellt. Die Null-Linien von Strom und Spannung entsprechen den DC-Pegeln (3,5 A / 1 kV). Im

Zeitpunkt $t = 0$ erfolgt das Triggersignal des Meßsystems. Man erkennt links oben eine typische RC-Entladung. Eine Stromspitze, die bei der Abtastung des Signals nicht erfaßt wurde, tritt in der stärker zeitaufgelösten Darstellung rechts oben deutlich hervor. Bei der sehr stark aufgelösten Darstellung rechts unten ist die Verzögerungszeit zwischen dem Triggersignal und dem Start des Strom- bzw. Spannungspulses, die durch Laufzeiten in der Triggerelektronik bewirkt wird, zu erkennen.

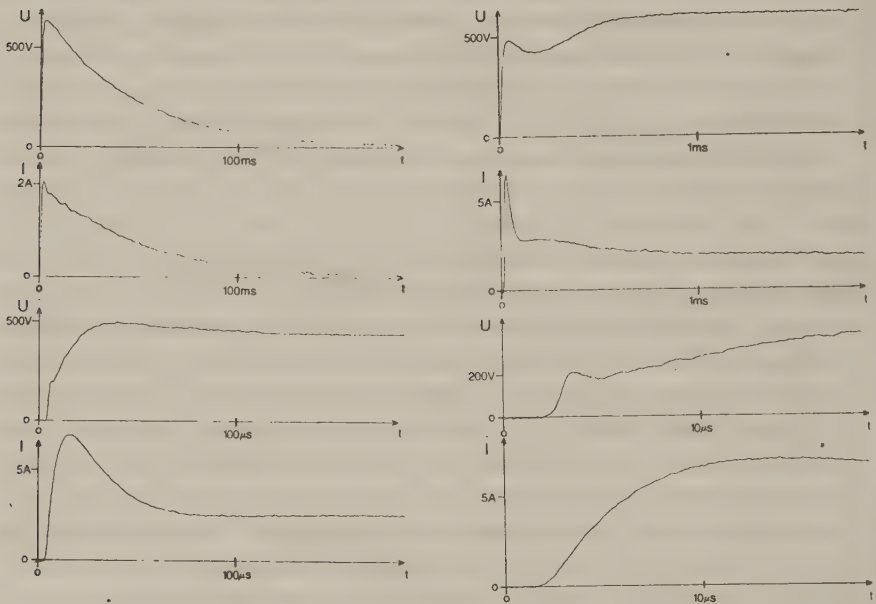


Abb. 41: Strom und Spannung der Hohlkathoden-Entladung im gepulsten Betrieb

Die Messung soll in dem zeitlichen Bereich stattfinden, in dem die Stromdichte der Entladung einen hinreichend großen Wert aufweist. Die erwähnte Verzögerungszeit kann durch entsprechende Wahl der Triggerverzögerungszeit aus der Meßphase eliminiert werden. Gemessen wird dann im after-glow-Modus. Die Belichtungszeit der CCDs darf ca. 40 msec betragen, da innerhalb dieser Zeit eine entsprechend hohe Stromdichte vorliegt.

Messungen unter diesen Parametern ergaben für die ausgewählten CuII-Linien bei 490,973 und 493,165 nm tatsächlich optische Verstärkung. Wurde die Meßzeit verlängert, so sank exp- κ l. Bei einer Belichtungszeit von 80 ms wurde für eine der Linien (493,165 nm) Absorption gemessen. Außer diesen CuII-Linien wurde bei der Messung die HeI (492,193 nm)-Linie erfaßt, die eine von der Belichtungszeit und auch der Stromdichte relativ unempfindliche Absorption aufweist. Eine weitere Linie bei 486,12 nm erwies sich innerhalb der statistischen Schwankungen der Meßergebnisse als optisch dünn. Für diese Linie war keine eindeutige Zuordnung möglich. In Frage käme ein CrI-Übergang. Dieses Metall könnte angesichts der hohen Anodenbelastung aus der Edelstahlanode ausgelöst worden sein.

Ein Plot des erfaßten Spektrums befindet sich in Abb. 42. Im oberen Teil ist die Summe von direktem und rückgekoppeltem Licht abgebildet, im unteren Teil das direkte Licht. Es ist deutlich zu erkennen, daß die HeI-Linie durch die Rückkopplung nur unwesentlich an Intensität gewinnt. Ein mäßiger Zuwachs ist bei der nicht identifizierten Linie 486,12 nm zu verzeichnen, während die Intensität der CuII-Linien deutlich zunimmt.

Die Ergebnisse der Verstärkungsmessung sind in Tab. 4 zusammengestellt. Außer exp- κ l ist die Standardabweichung s der gemittelten Größen angegeben.

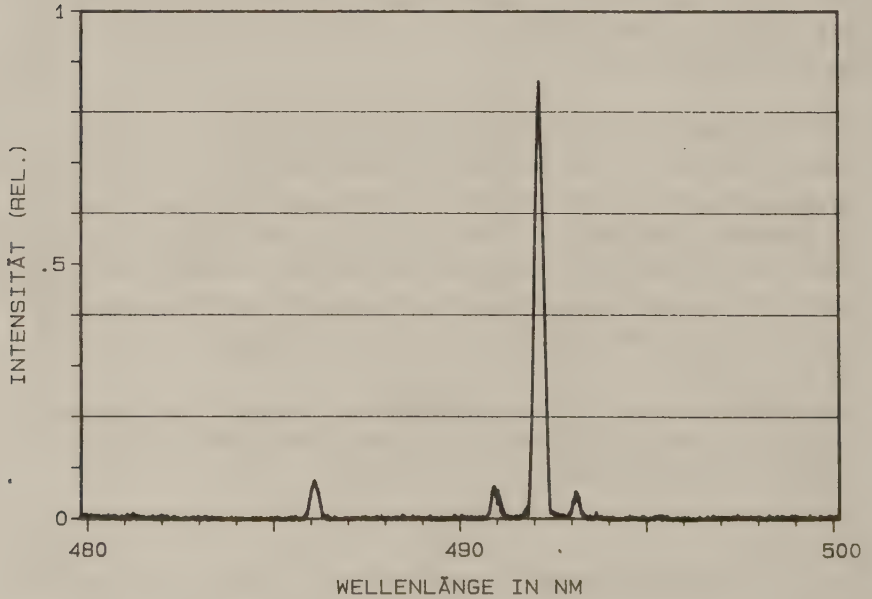
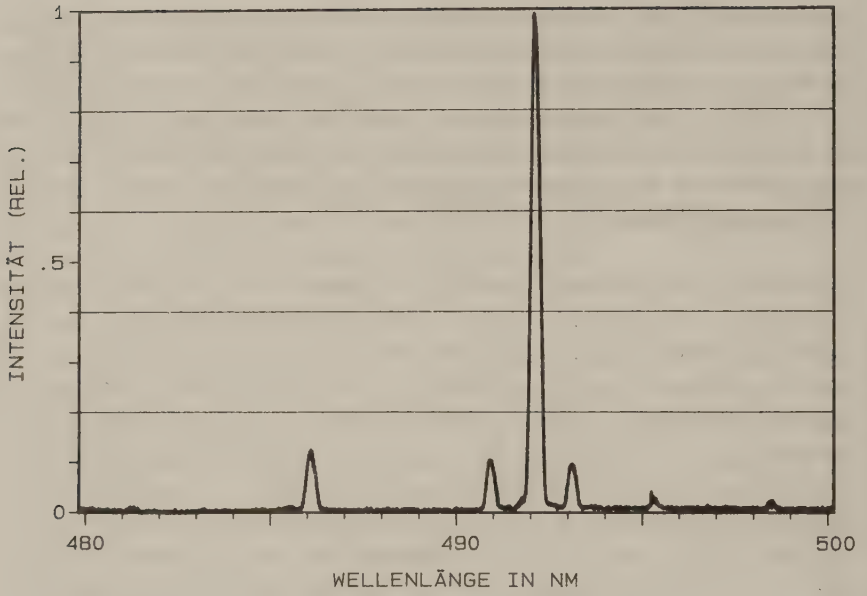


Abb. 42: Spektrum der HeCu-Hohlkathoden-Entladung bei 490 nm

Tab. 4: Verstärkung der HeCu-Hohlkathoden-Entladung im Bereich
480 - 500 nm

Linie	exp- κ l	s
486,12	0,975	0,047
490,763 CuII	1,348	0,262
492,193 HeI	0,330	0,023
493,165 CuII	1,336	0,228

Die ermittelten Verstärkungen der CuII-Linien sollen für einen Laserbetrieb der Hohlkathoden-Entladung ausgenutzt werden. Dazu ist es allerdings erforderlich, das Entladungsgefäß mit hochwertigen Brewsterfenstern auszustatten.

6. Zusammenfassung

Für die experimentelle Suche nach neuen Laserlinien ist ein leistungsfähiges Meßsystem wünschenswert, das den spektralen Verstärkungskoeffizienten schnell ermittelt, um Parameterstudien an Lasermedien mit vertretbarem Zeitaufwand zu ermöglichen. Ein solches System ließe sich ebenfalls zur Optimierung bekannter Lasersysteme einsetzen. Die wesentliche Systemanforderung besteht darin, daß periphere Parameter, wie der optische Resonator, die letztlich für einen Laserbetrieb ebenfalls optimiert werden müssen, von der eigentlichen Verstärkungsmessung abgekoppelt werden. So ist die gezielte Optimierung des aktiven Mediums, z. B. einer Gasentladung, möglich.

Die übliche Meßmethode, eine Messung an einem eingeschwungenen Laser, erfüllt die genannte Bedingung nicht. Ein zusätzlicher Mangel dieses Verfahrens liegt darin, daß durch Konkurrenzsituationen mit Linien, die im benutzten Resonator Lasertätigkeit zeigen, durchaus laserfähige Linien nicht anschwingen können. Meßverfahren mit Fremdlichtquellen, die die genannte Bedingung erfüllen, scheiden wegen des hohen apparativen Aufwands aus.

Das realisierte System benötigt weder optische Resonatoren noch Fremdlichtquellen und ist unempfindlich gegen optische Verluste. Die optische Verstärkung wird aus dem Eigenlicht der Entladung bestimmt. Dazu werden mit einem Spektralapparat simultan zwei Spektren registriert. Ein Spektrum repräsentiert das direkt emittierte Entladungslicht. Das zweite Spektrum enthält zusätzlich eine Information, die über eine geeignete Rückkopplungsoptik gewonnen wird. Sie repräsentiert Licht, das die Entladung ein zweites Mal durchlaufen hat und dabei verstärkt oder abgeschwächt wurde. Aus den Meßdaten ermittelt ein Rechnersystem on-line die spektrale Verstärkung oder Absorption. Durch die gleichzeitige Erfassung der Spektren gehen Emissionsschwankungen der Entladung

nicht ein. Das System ist für gepulste und kontinuierliche Entladungen geeignet, wobei gepulste Entladungen speziell in der Zündphase oder im Nachleuchten gemessen werden können. Dazu werden die als optische Empfänger eingesetzten CCDs (charge-coupled devices) als schnelle optische Verschlüsse benutzt.

Die Leistungsfähigkeit des Systems wird zunächst durch Messungen an einer hier entwickelten HeSe-Laserentladung belegt. Es werden zehn neue Laserlinien angegeben, von denen eine bereits im Laserbetrieb beobachtet werden konnte, und es wird begründet, warum eine Lasertätigkeit dieser Linien unter üblichen Bedingungen nicht zu beobachten ist.

Um die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten des Systems zu demonstrieren, wurde mit dem System die Elektronentemperatur der HeSe-Entladung gemessen.

Schließlich wurden die Parameter einer gepulst betriebenen Cu-Hohlkathoden-Entladung, an der bisher keine entsprechende Lasertätigkeit beobachtet wurde, mit dem System so optimiert, daß für zwei CuII-Linien optische Verstärkung nachgewiesen werden konnte. Diese Entladung konnte für die Messungen vom Institut für Plasma-physik der Universität Hannover (Prof. Dr. Böttcher, Prof. Dr. Kock) zur Verfügung gestellt werden.

7. Literaturverzeichnis

- /1/ Barbe, D.F.: Charge-Coupled Devices, Topics in Applied Physics, Vol. 38, Berlin - Heidelberg - New York, 1980
- /2/ Firmenschrift: CCD Imaging and Signal Processing, Product Catalog, Fairchild, 1981
- /3/ Datenblätter der Firmen EG & G Reticon, Mitsubishi, NEC, RCA, Sharp, Texas-Instruments, Thomson CSF, Valvo
- /4/ Datenblätter der Firmen EG & G Reticon, IPL, Spiricon
- /5/ Datenblatt Valvo Spezialröhren
- /6/ Datenblatt der Fa. Princeton Applied Research Corporation
- /7/ Gerthsen-Kneser-Vogel: Physik, Berlin-Heidelberg-New York, 1977
- /8/ Kopfermann, H., Ladenburg, R.: Experimenteller Nachweis der "negativen" Dispersion, Z. Phys. Chemie A, 139 (1928) 375-385
- /9/ Grau, G. K.: Quantenelektronik, Braunschweig, 1978
- /10/ Yariv, A.: Quantum Electronics, New York - Toronto, 1975
- /11/ Brunner, W., Radloff, W., Junge, K.: Quantenelektronik, Berlin, 1977
- /12/ Popp, H.-P., Schmidt, E.: A White-Light HeSe⁺-Laser, IEEE Vol. QE-15, No. 9 (1979) 840-842
- /13/ Schmidt, E., private Mitteilung, unveröffentlicht

- /14/ Yariv, A.: Introduction to Optical Electronics, New York - Sidney, 1971
- /15/ Patel, C. K. N., Faust, W. L., Mc Farlane, R. A.:
High Gain Gaseous (Xe-He) Optical Masers, Appl. Phys. Lett.
Vol. 1, No. 4 (1962) 84-85
- /16/ Walter, W. T., Solimene, N., Piltch, M., Gould, G.:
6 C 3 - Efficient Pulsed Gas Discharge Lasers,
IEEE Vol. QE-2, No. 9 (1966) 474-479
- /17/ Collins, C. B., Carroll, J. M., Taylor, K. N.:
Gain and saturation of the nitrogen ion laser,
Appl. Phys. Lett. 33 (2) (1978) 175-177
- /18/ Hill, R. M., Trevor, P. L., Huestis, D. L., Lorents, D. C.:
Measurement of gain on the XeF (C-A) blue-green band,
Appl. Phys. Lett. 34 (2) (1979) 137-138
- /19/ Silfvast, W. T., Deech, J. S.: Six dB/cm Single-Pass Gain
at 7229 Å in Lead Vapor, Appl. Phys. Lett. Vol. 11, No. 3
(1967) 97-99
- /20/ Marowsky, G., Tittel, F. K., Wilson, W. L., Frenkel, E.:
Laser gain measurements by means of amplified Spontaneous
Emission, Appl. Optics Vol. 19, No. 1 (1980) 138-143
- /21/ Thorne, A. P.: Spectrophysics, London, 1974
- /22/ Flügge, J.: Studienbuch zur technischen Optik, Göttingen,
1976
- /23/ Kingslake, R.: Applied Optics and Optical Engineering,
Vol. V, New York - London, 1969

- /24/ König, S.: Wirkungsweise und Anwendung ladungsgekoppelter Halbleiteranordnungen, Fernseh- und Kino-Technik Bd. 29, 4 (1975) 107-110
- /25/ Rösler, G.: private Mitteilung, unveröffentlicht
- /26/ Tonn, H.: Halbleiter-Bildsensoren - eine neue Generation von CCD-Zeilen, elektronikpraxis Nr. 10 (1979) 16-18
- /27/ Datenblatt Valvo P² CCD 1728 B
- /28/ Torr, M. J., Devlin, J.: Intensified charge coupled devices for use as a spaceborn spectrographic image-plane detector system, Appl. Optics Vol. 21, No. 17 (1982) 3091-3108
- /29/ Talmi, Y., Simpson, R. W.: Self-scanned photodiode array: a multichannel spectrometric detector, Appl. Optics Vol. 19, No. 9 (1980), 1401-1414
- /30/ Texas Instruments, 9900 Family Systems Design, Houston, 1978
- /31/ Silfvast, W. T., Klein, M. B.: cw Laser action on 24 visible wavelengths in SeII, Appl. Phys. lett. Vol. 17, No. 9 (1970) 400-403
- /32/ Klein, M. B., Silfvast, W. T.: New cw laser transitions in SeII, Appl. Lett, Vol. 18, No. 11 (1971) 482-485
- /33/ Zaidel, A. N., Prokof'ev, V. K., Raiskii, S. M., Slavnyi, V. A., Shreider, E. Y.: Tables of Spectral lines, New York - London, 1970
- /34/ Striganov, A. R., Sventitskii, N. S., Tables of Spectral lines of Neutral and Ionized Atoms, New York - Washington, 1968

- /35/ Martin, D. C.: Analysis of the Spectrum of SeII, Phys. Rev. Vol. 48 (1935) 938-944
- /36/ Bartelt, O.: Zur Kenntnis des Selen-Funkenspektrums SeII, Naturwiss. 22 291 (1934) 444-470
- /37/ Bashkin, S., Stoner, J. O. jr., Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams Vol. I, Amsterdam - Oxford, 1975
- /38/ Nesmeyanov, A. N., Vapor Pressure of the Chemical Elements, Amsterdam - London - New York, 1963
- /39/ Moore, C. E., Atomic Energy Levels, Vol. II, Circular of the National Bureau of Standards 467, Washington, 1952
- /40/ Wiese, W. L., Smith, W. M., Glennon, B. A.: Atomic Transition Probability, Vol. 1, NSRDS - NSB 4 (1966)
- /41/ Popp, H., -P., Schmidt, E., Neiger, M., Pfeil, F.: Construction, operation and output characteristics of a small, long-life cataphoretic HeSe laser, Opt. Laser Technol. 12 (1981) 321-326
- /42/ Powell, H. T., Ewing, J. J.: Photodissociation Lasers using Forbidden Transitions of Selenium Atoms, Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 165
- /43/ Chou, M. S., Cool, T. A.: Laser Operation by Dissociation of Metal Complexes. II., J. Appl. Phys. 48 (1977) 1551
- /44/ Girbig, R.: Erstellung von Betriebssystemen zur Erfassung und Korrektur optischer Meßwerte, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1981

- /45/ Bille, J.: Image restauration by adaptive optic phase compensation, Proceedings 6th international conference on pattern recognition, Munich, Germany, Oct. 19-22, 1982
- /46/ Wiegart, N. J., Lins, G. A. W., Kunze, H.-J.: On the relevance of molecular lines for the measurement of the high-frequency Stark effect in helium, J. Phys. B Vol. 12, No. 21 (1979) 3495-3502
- /47/ Barnard, A. J., Cooper, J., Smith, E. W.: The broadening of HeI lines including ion dynamic corrections, with application to $\lambda 4471 \text{ \AA}$, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol 14 (1974) 1025-1077
- /48/ Ichikawa, Y., Teii, S.: Metastable atom density measurements in He and Ne positive column plasmas by an improved self-absorption method, J. Phys. D 13 (1980) 1243-1251
- /49/ Danzmann, K.: Entwicklung und Untersuchung einer Hochstrom-Hohlkathode als Lichtquelle zur Messung optischer Übergangswahrscheinlichkeiten der Schwermetalle, Disseration, Hannover, 1980
- /50/ Danzmann, K., Kock, M.: Oscillator strengths of TiII from combined hook and emission measurements, J. Phys. B 13 (1980) 2051-2059
- /51/ Danzmann, K., Kock, M.: Population densities in a titanium hollow cathode, J. Phys. B 14 (1981) 2989-2993
- /52/ Danzmann, K., Kock, M.: Argon braching ratios for spectral intensity calibration: a reply, J. Opt. Soc. Am. Vol. 72. No. 11 (1982) 1556-1557

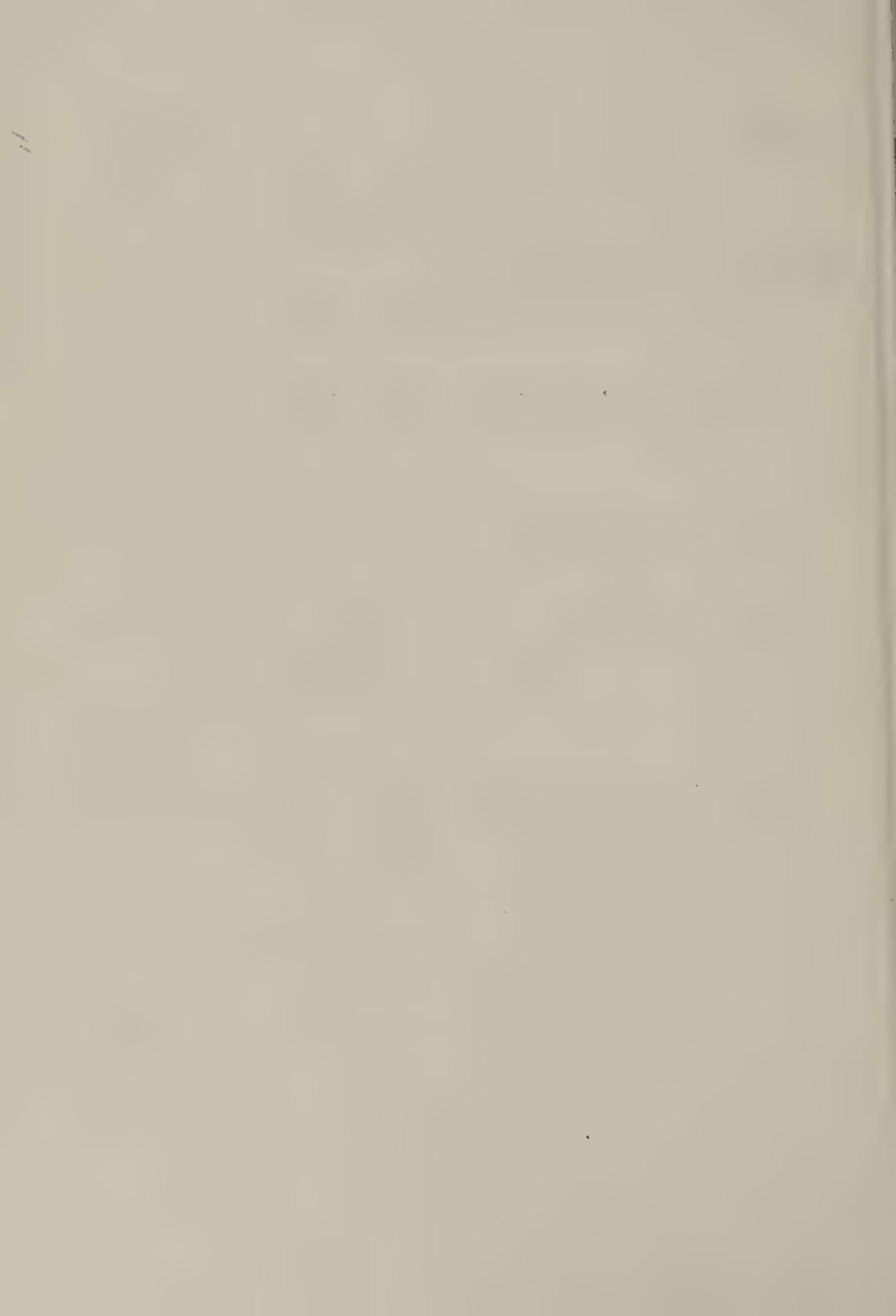
- /53/ Danzmann, K., Kock, M.: Improved Ar(II) Transition Probabilities, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. 29, No. 6 (1983) 517-520
- /54/ van Veldhuizen, E. M., de Hoog, F. J.: Analysis of a Cu-Ne hollow cathode glow discharge at intermediate currents, J. Phys. D 17 (1984) 953-968
- /55/ Warner, B. E., Person, K. B., Collins, G. J.: Metal-vapor production by sputtering in a hollow-cathode discharge: Theory and experiment, J. Appl. Phys. 50 (1979) 5694-5703
- /56/ Csillag, L., Janossy, M., Rozsa, K., Salamon, T.: Near infrared cw laser oscillation in CuII, Phys. Lett. Vol. 50 A, No. 1 (1974), 13-24
- /57/ Solanki, R., Latush, E. L., Fairbank, W. M. jr., Collins, G.J.: New infrared laser transitions in copper and silver hollow cathode discharges, Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 568-570
- /58/ Warner, B. E., Gerstenberger, D. C., Reid, R. D., Mc Neil, J. R., Solanki, R., Persson, K. B., Collins, G. J.: 1 W Operation of Singly Ionized Silver and Copper Lasers, IEEE Vol. QE-14, No. 8 (1978) 568-570
- /59/ Mc Neil, J. R., Collins, G. J., Persson, K. B., Franzen, D. L.: cw laser oscillation in CuII, Appl. Phys. Lett., Vol. 27 No. 11 (1975) 595-598
- /60/ Mc Neil, J. R., Collins, G. J., Persson, K. B., Franzen, D. L.: Ultraviolet laser action from CuII in the 2500-A region, Appl. Phys. Lett. Vol. 28 No. 4 (1976) 207-209

8. Lebenslauf

16. Juli 1950	geboren als Sohn des kaufm. Angestellten Gerhard Roll und seiner Ehefrau Ruth geb. Faestermann in Dortmund
1957 - 1961	Besuch der Gebrüder Grimm - Volksschule in Dortmund - Hombruch
1961 - 1969	Besuch des mathematisch - naturwissenschaft- lichen Leibniz - Gymnasiums in Dortmund
1969 - 1970	Grundwehrdienst
WS 1970/71	Immatrikulation zum Studium der Elektrotechnik an der Ruhr - Universität Bochum
März 1977	Mitgründung der Firma "GEOTEK - Elektrooptik und Lasertechnik GmbH" Tätigkeit als Geschäftsführer
Jan. 1978	Abschluß des Studiums
Feb. 1979	Wiss. Hilfskraft am Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Elektrooptik der Ruhr - Universität Bochum (Drittmittelprojekt)
Dez. 1979	Wiss. Assistent an obigem Lehrstuhl
Sept. 1979	Eheschließung mit Barbara Fehr
20. Dez. 1981	Geburt des Sohnes Lars

9. Anhang

Inhalt	Seite
Verzeichnis der Abbildungen	A 1
Spektrum der HeSe-Laserentladung	A 3



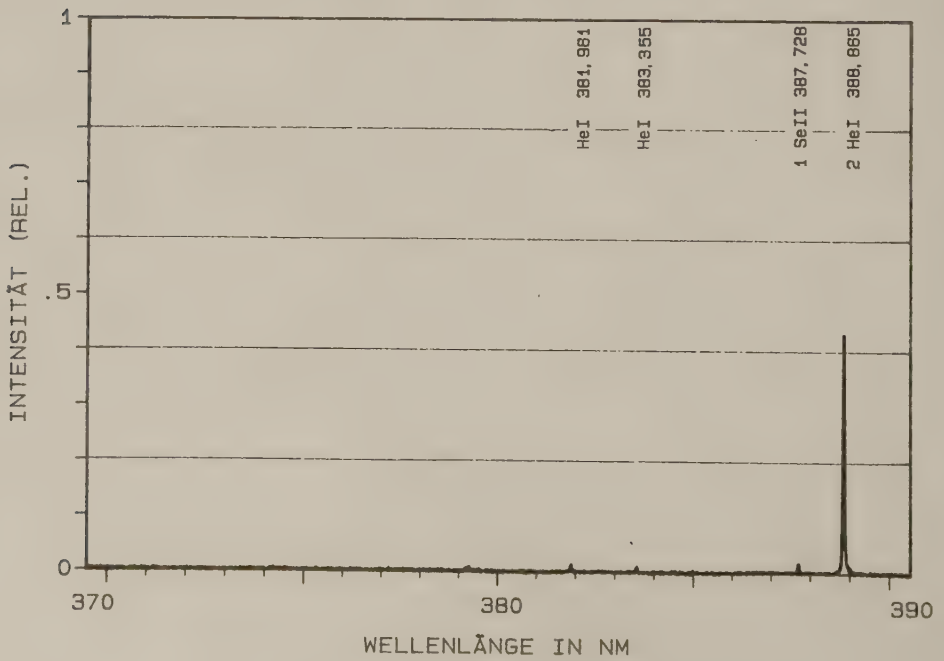
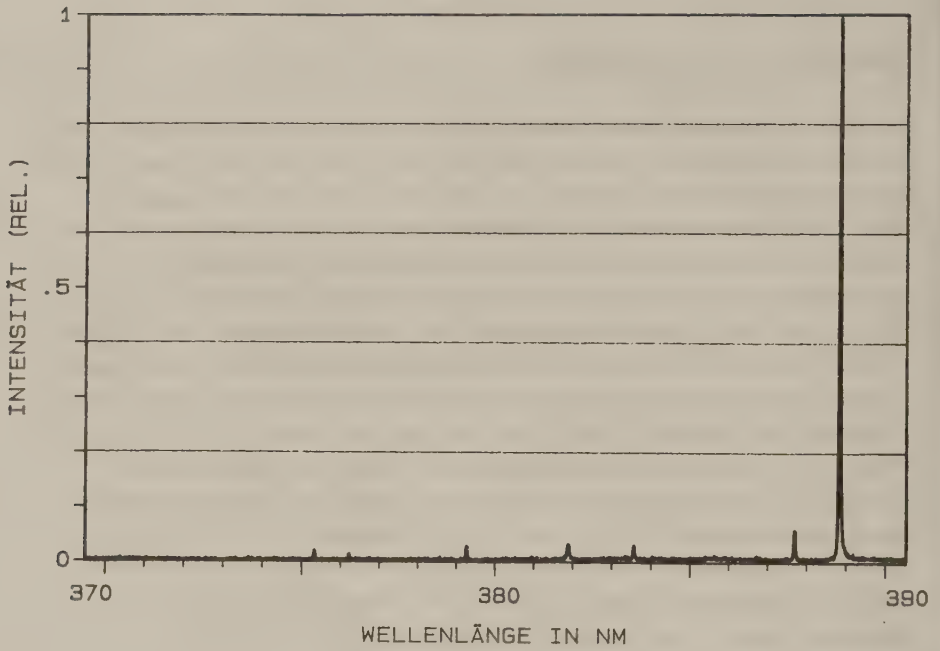
<u>Verzeichnis der Abbildungen</u>	<u>Seite</u>
Abb. 1: Pumpen des HeSe-Lasers durch charge-transfer	10
Abb. 2: Ratengleichungen für einen ungestörten Übergang	13
Abb. 3: Störfall 1 für κ durch konkurrierende Prozesse	14
Abb. 4: Störfall 2 für κ durch konkurrierende Prozesse	15
Abb. 5: κ/κ_0 als Funktion der Störgrößen, Parametersatz 1	17
Abb. 6: κ/κ_0 als Funktion der Störgrößen, Parametersatz 2	18
Abb. 7: Prinzip der "Maximal Loss"-Meßmethode	25
Abb. 8: Messung der optischen Verstärkung durch variable Verluste	26
Abb. 9: Ausgekoppelte Leistung und Abhängigkeit vom Auskoppelgrad	28
Abb. 10: Prinzipieller optischer Versuchsaufbau	34
Abb. 11: Prinzip der Rückkoppeloptik	40
Abb. 12: Bildpunktkonstruktion für die Rückkoppeloptik	42
Abb. 13: Afokale Abbildungsoptik	44
Abb. 14: Bildpunktkonstruktion für die afokale Abbildungsoptik	45
Abb. 15: Photo und Schnittzeichnung des Ausgangsspaltkopfes	48
Abb. 16: Versuchsaufbau zur Ermittlung von $S(\lambda)$	56
Abb. 17: Die Transmission der Rückkoppeloptik $S(\lambda)$	58
Abb. 18: Realisierung eines optischen Kurzzeitverschlusses mit CCDs	64
Abb. 19: HeSe-Spektrum auf einem "guten" CCD (Nr. 1)	66
Abb. 20: HeSe-Spektrum auf einem "schlechten" CCD (Nr. 2)	67
Abb. 21: Datenblattauszug Modulationsübertragungsfunktion	71
Abb. 22: Elektronische Komponenten des Meßsystems	73
Abb. 23: Blockschaltbild A-D-Wandlung des Photomultiplierstroms	74
Abb. 24: Blockschaltbild CCD-Elektronik	75
Abb. 25: Verfeinertes Blockschaltbild der Steuerung	77
Abb. 26: Timingdiagramm der CCD-Steuerung	78
Abb. 27: Zeitlicher Ablauf einer Messung	80
Abb. 28: Struktogramm der Meßroutine "CCD-Messung"	84

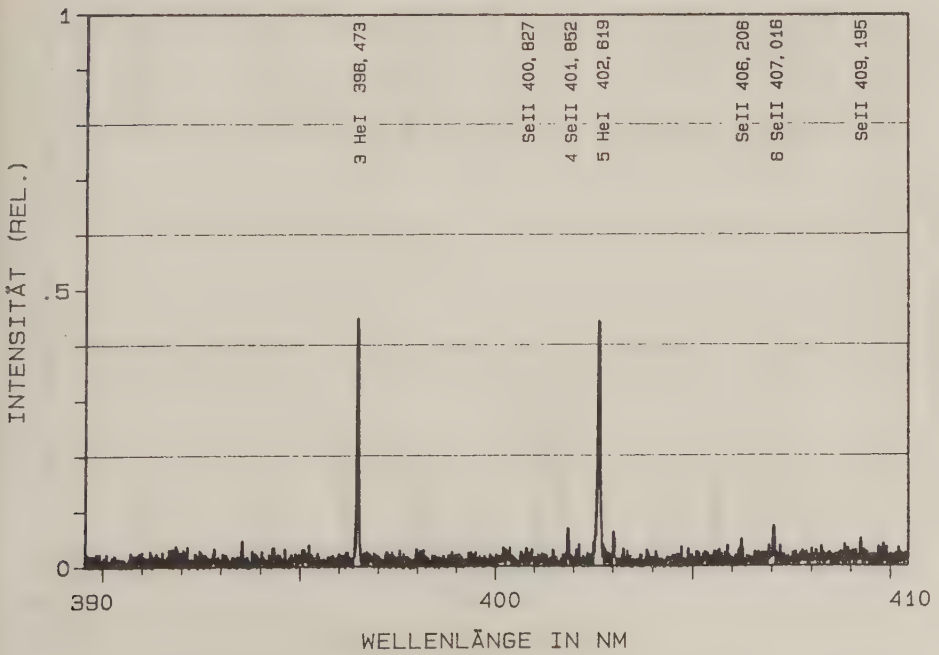
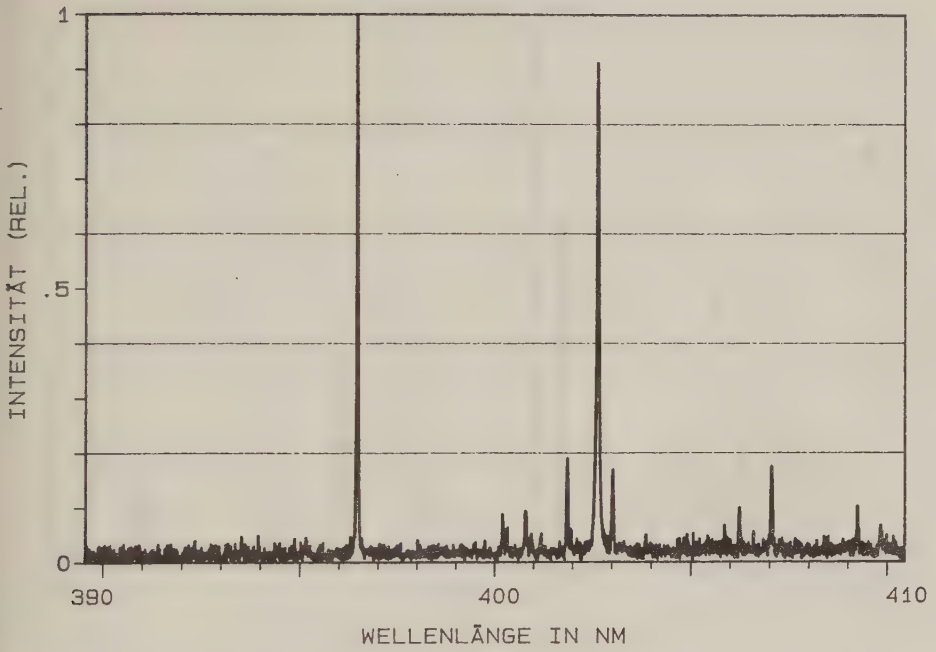
Abb. 29: Struktogramm Photomultiplier-Messung	90
Abb. 30: Softwarestruktur der Meß- und Auswerteroutinen	92
Abb. 31: Systematischer Fehler durch KF 1 und $\ddot{U}K(\lambda)$	95
Abb. 32: Auswertungsfehler als Funktion der Signalintensität	97
Abb. 33: Verbesserung des Signal-Stör-Abstandes schwacher Linien durch Mehrfachmessung	99
Abb. 34: Grotrian-Diagramm der bekannten SeII-Laserlinien	112
Abb. 35: Grotrian-Diagramm der neuen SeII-Laserlinien	114
Abb. 36: Aufgelöstes Linienprofil HeI 728,1 nm	119
Abb. 37: Meßwert $1 + \exp -\kappa l$ aufgelöst bei 728,1 nm	120
Abb. 38: Aufgelöstes Linienprofil HeI 492,2 nm	121
Abb. 39: Meßwert $1 + \exp -\kappa l$ aufgelöst bei 492,2 nm	122
Abb. 40: Versuchsaufbau für Messungen an der Hohlkathoden-Entladung	127
Abb. 41: Strom und Spannung der Hohlkathoden-Entladung im gepulsten Betrieb	130
Abb. 42: Spektrum der HeCu-Hohlkathoden-Entladung bei 490 nm	132

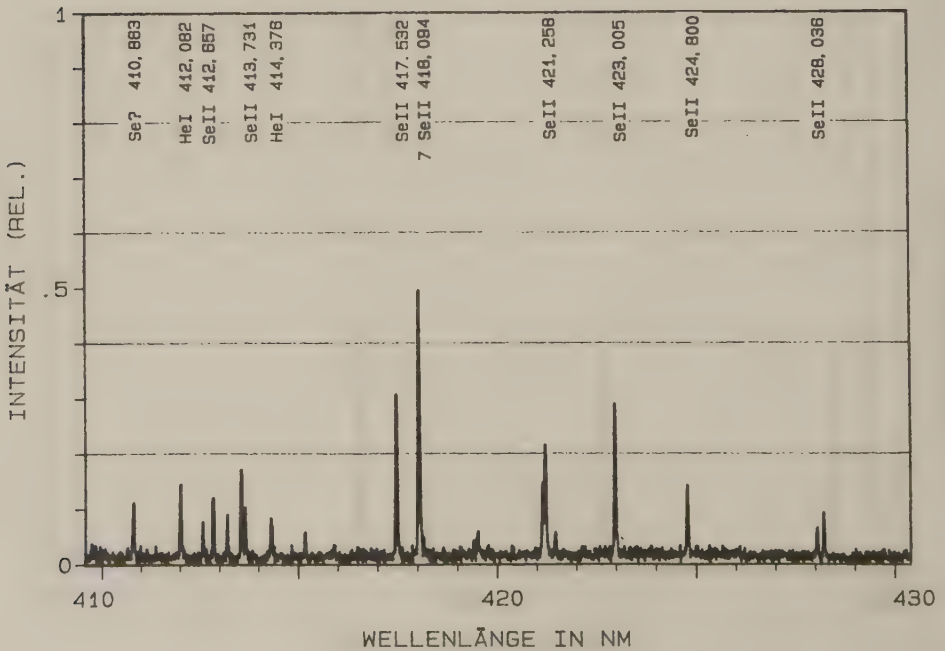
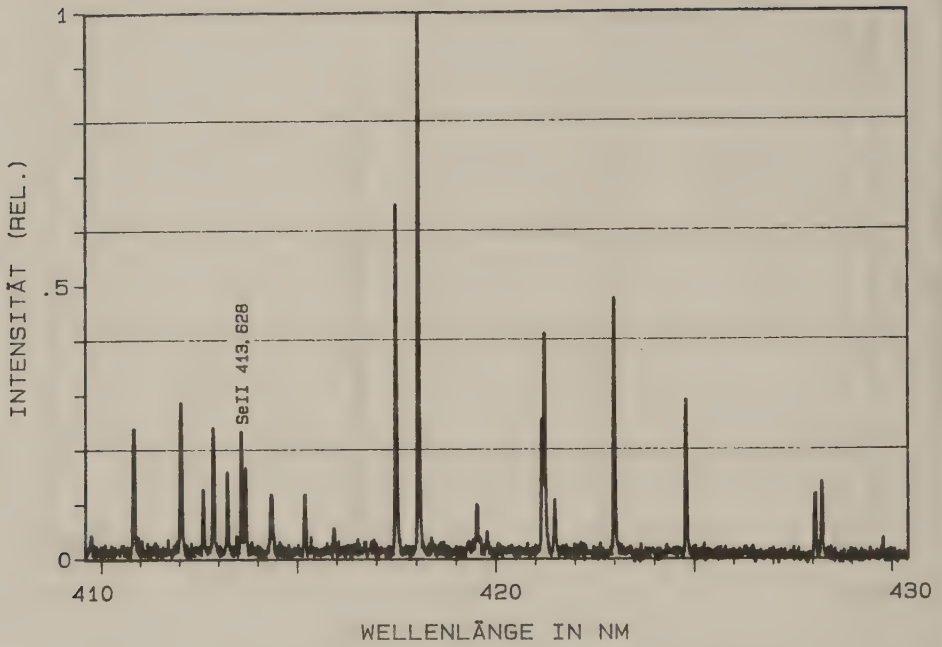
Spektrum der HeSe-Entladung

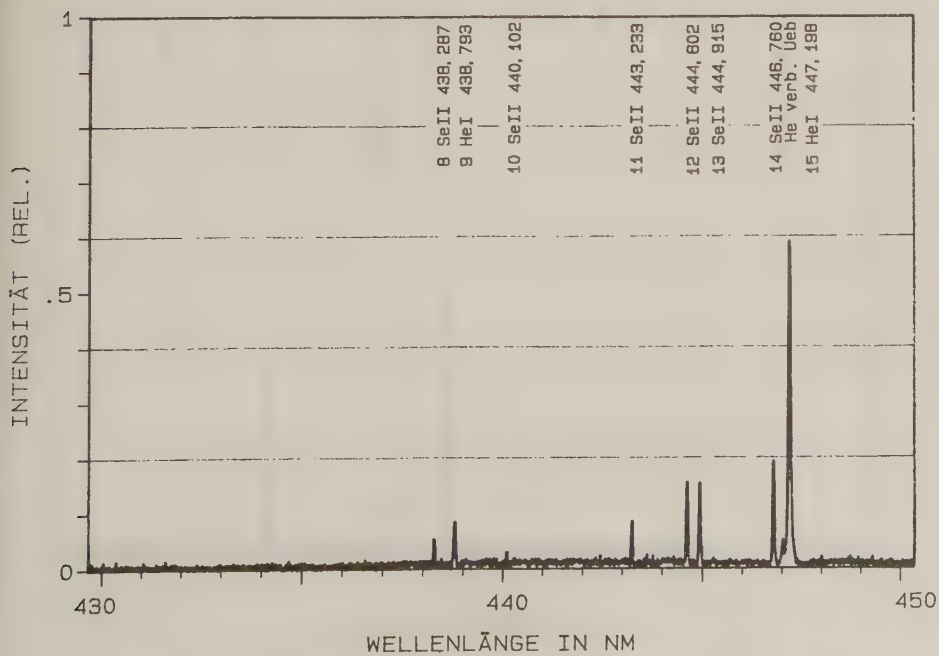
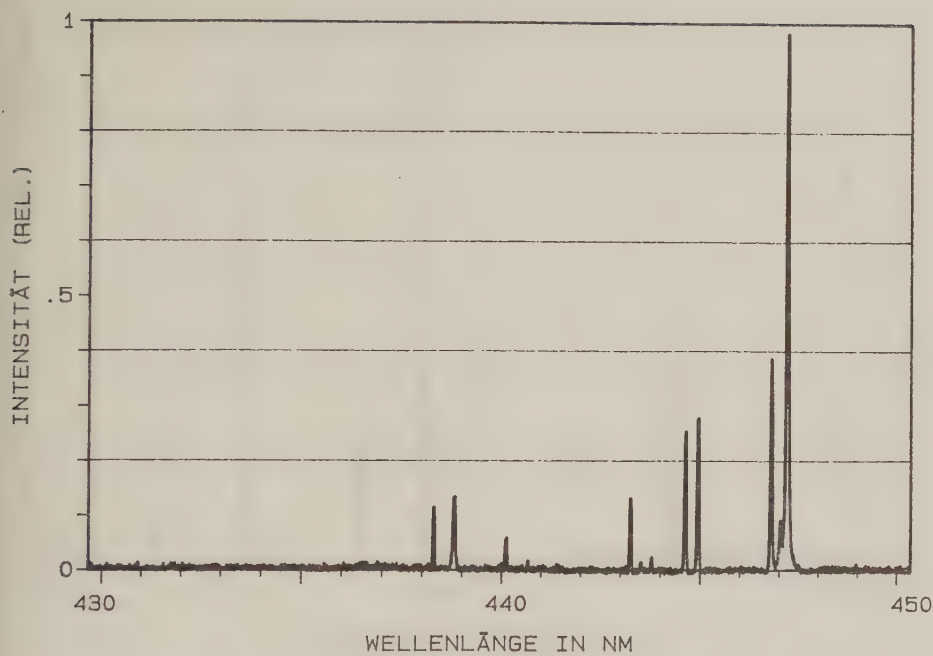
Die im folgenden abgebildeten Spektren der HeSe-Entladung stellen zwei gemessene Signale dar. Im oberen Teil einer jeden Seite ist das Spektrum der Summe von direktem und rückgekoppeltem Licht, im unteren Teil das Spektrum des direkten Lichts abgebildet. Für jeden Spektralbereich wurden die gemessenen Signale mit einem für beide Spektren gleichen Faktor bewertet, so daß die in dem entsprechenden Spektralbereich stärkste vorliegende Linie gerade dem Darstellungsformat entspricht. Wellenlängenbereiche, in denen keine Emission nachgewiesen wurde, sind nicht dargestellt. Soweit eine Zuordnung der gemessenen Linien nach /31/ - /36/, /40/ erfolgen kann, ist diese im Spektrum des direkten Lichts angegeben. Außerdem wurde die laufende Nummer der ausgewerteten Linien nach Tab. 1 vermerkt.

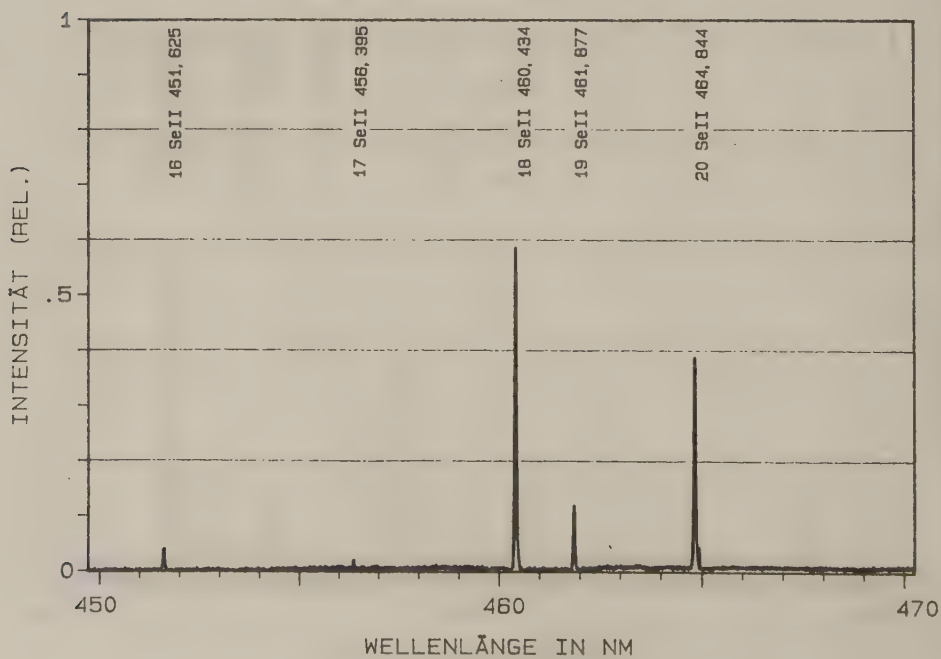
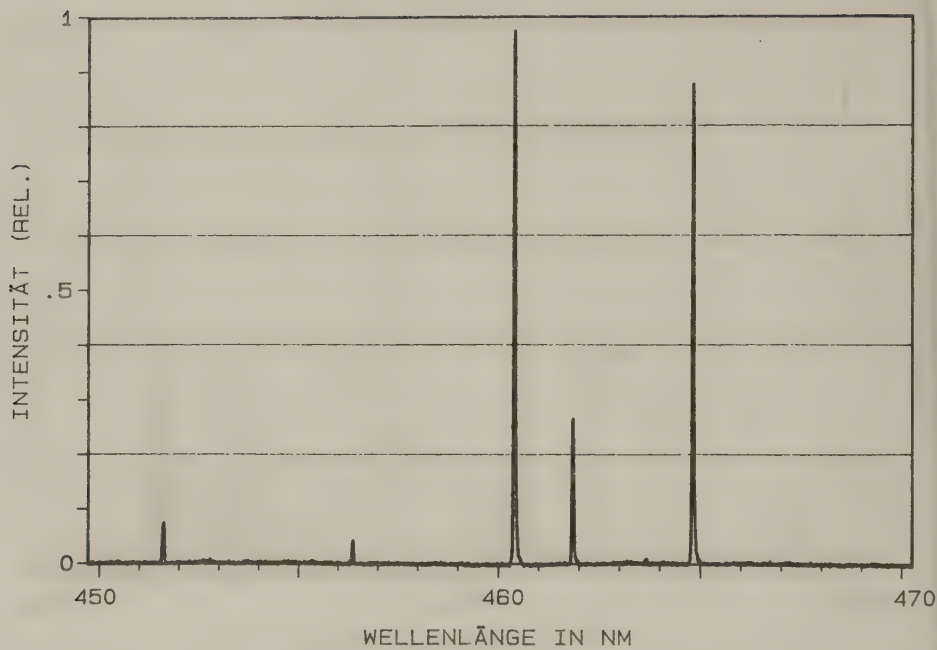
Die starken Laserlinien bei 517 und 522 nm sind übersteuert dargestellt.

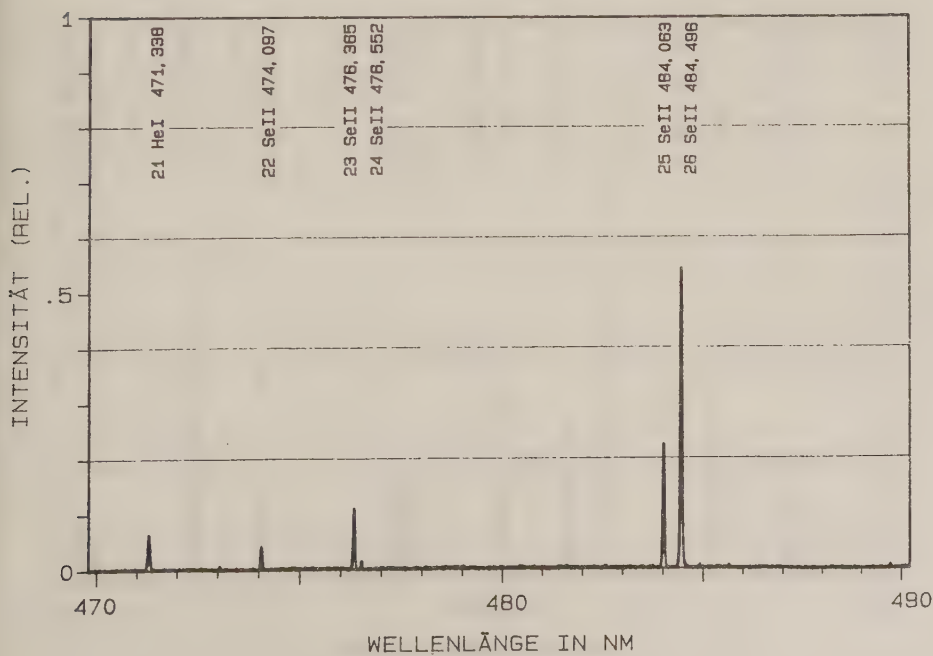
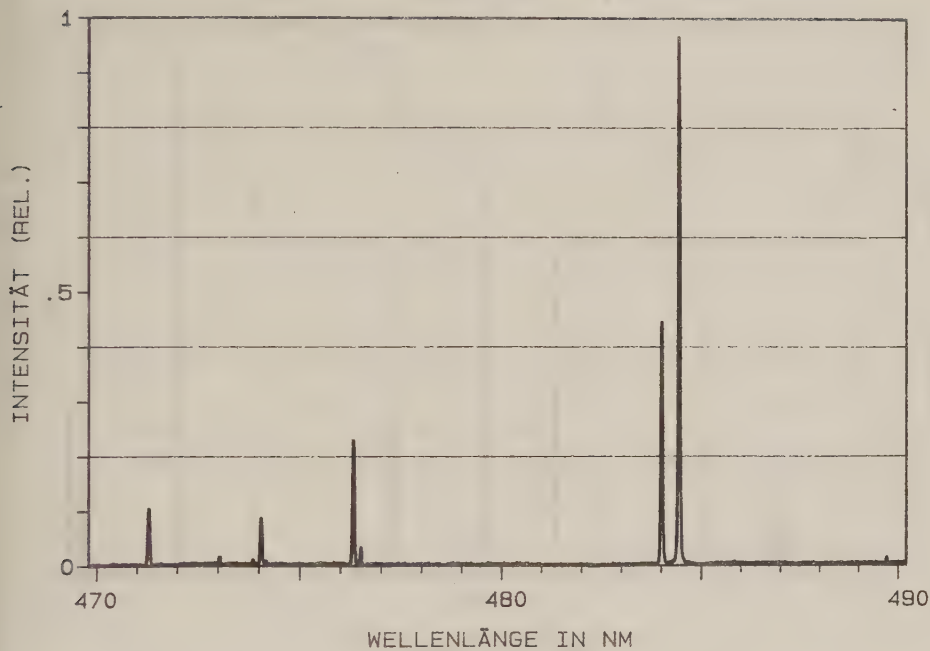


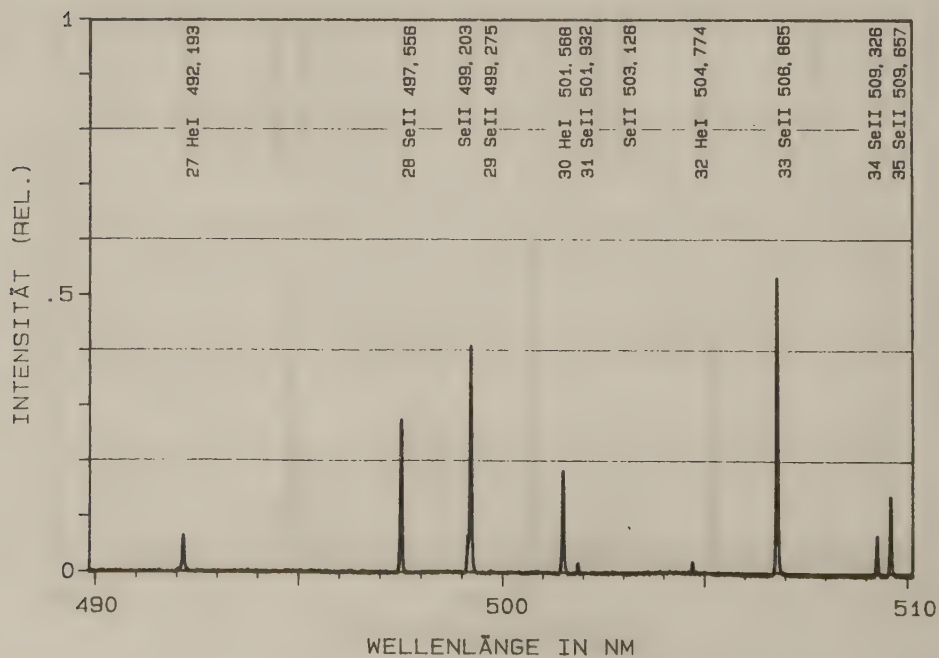
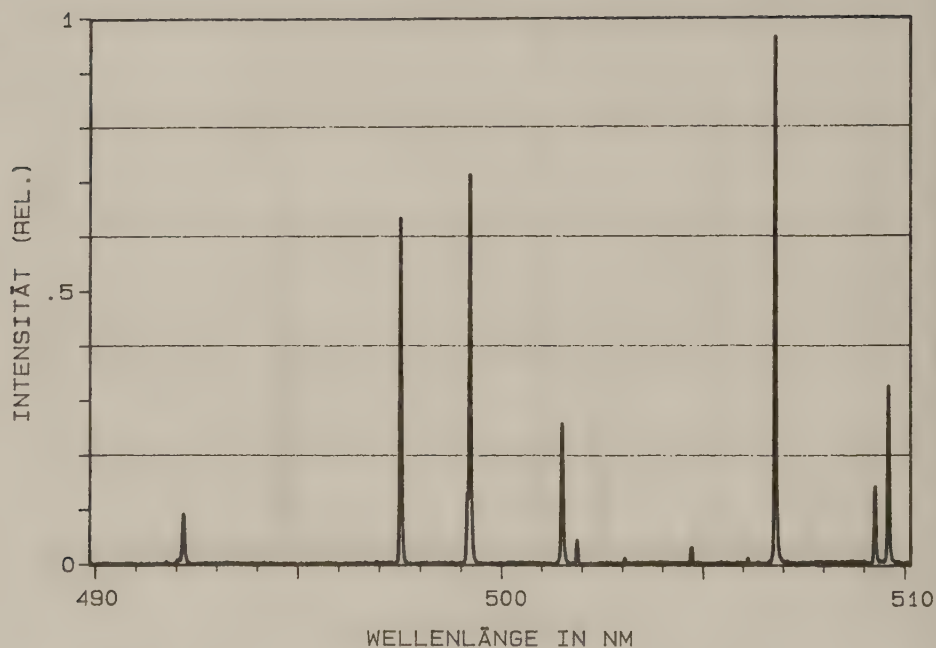


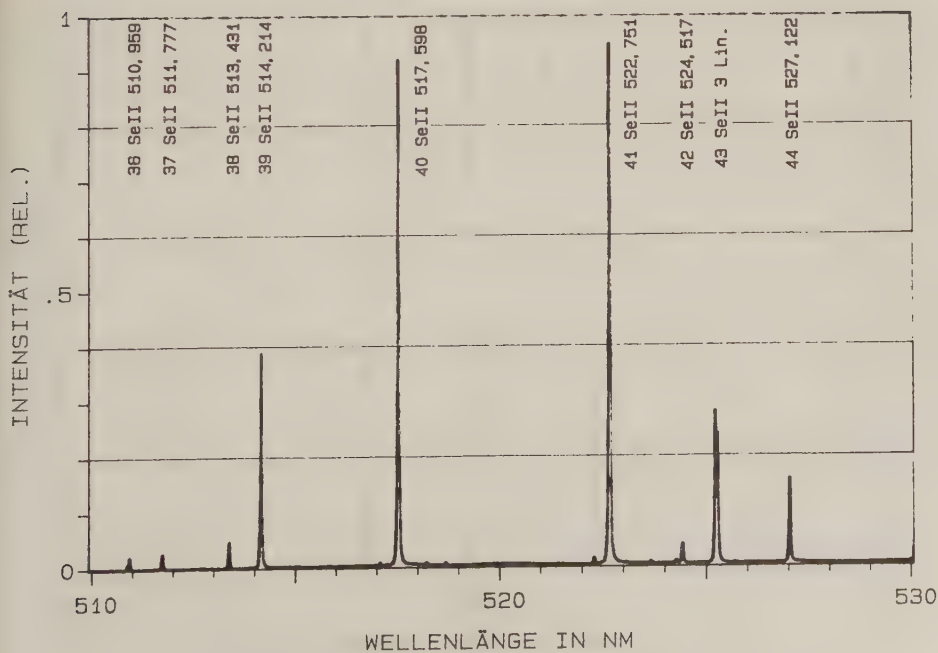
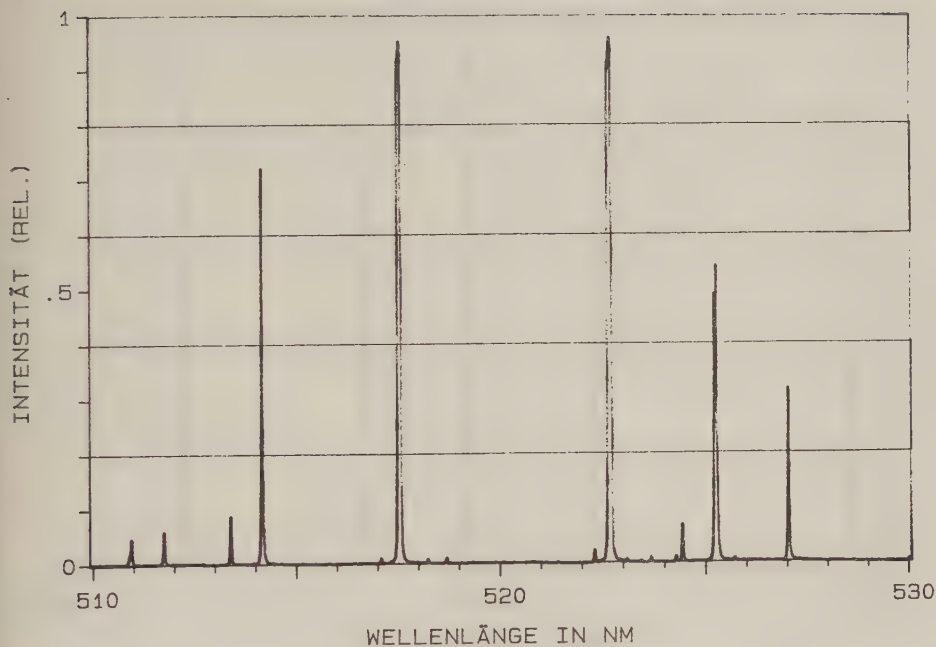


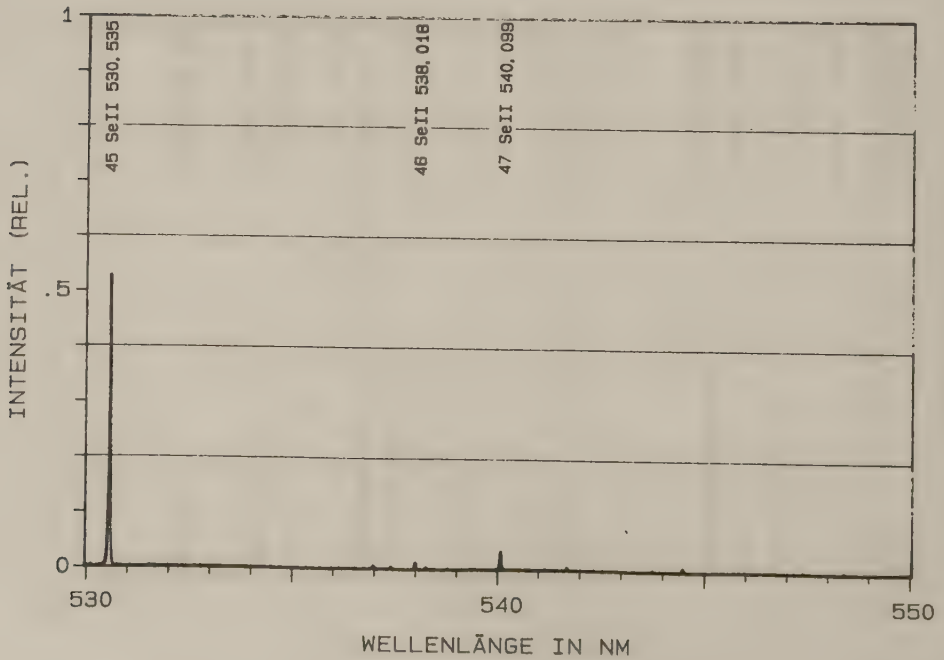
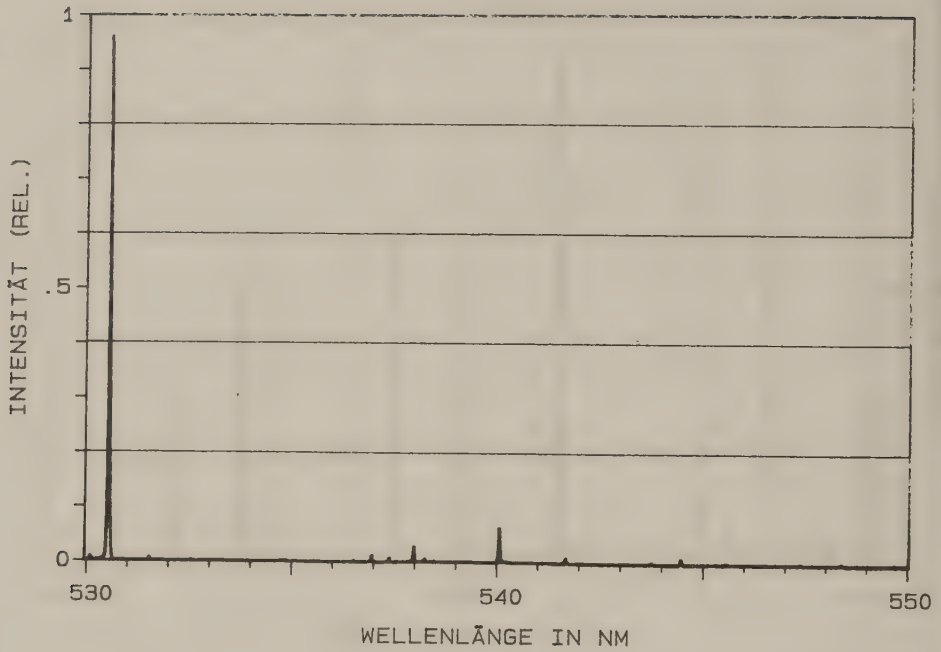


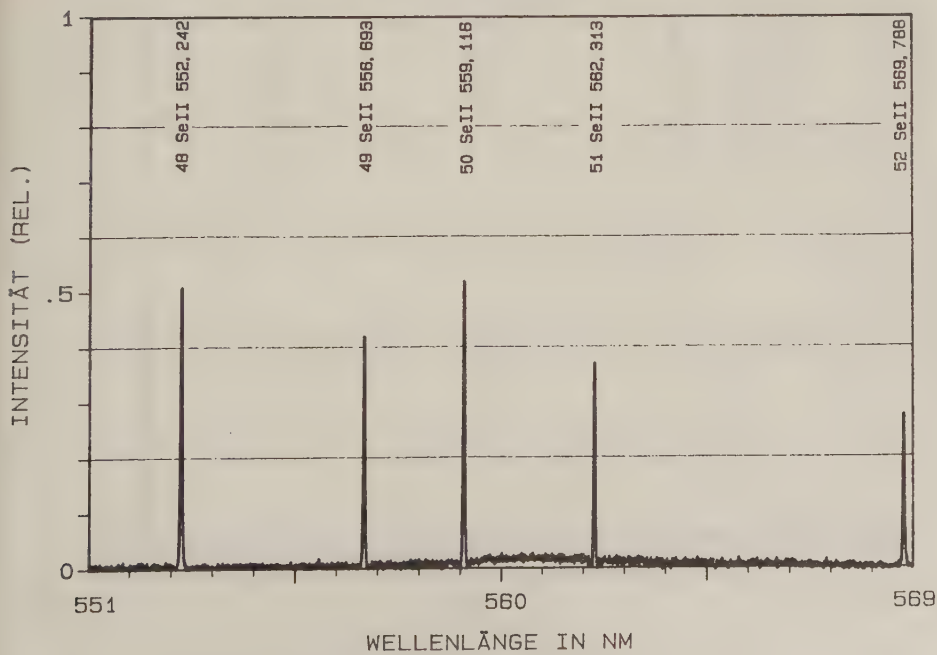
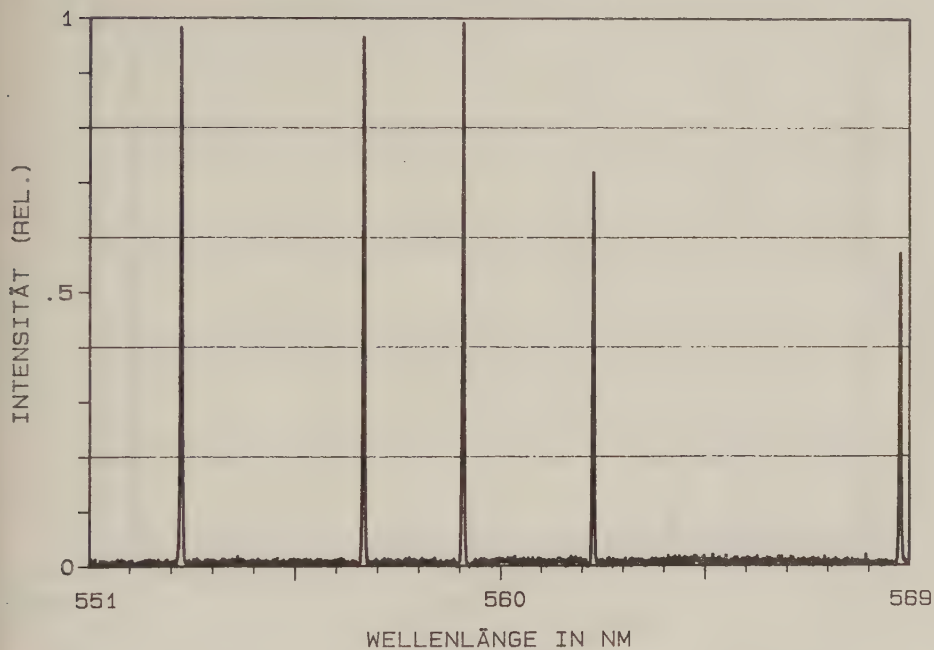




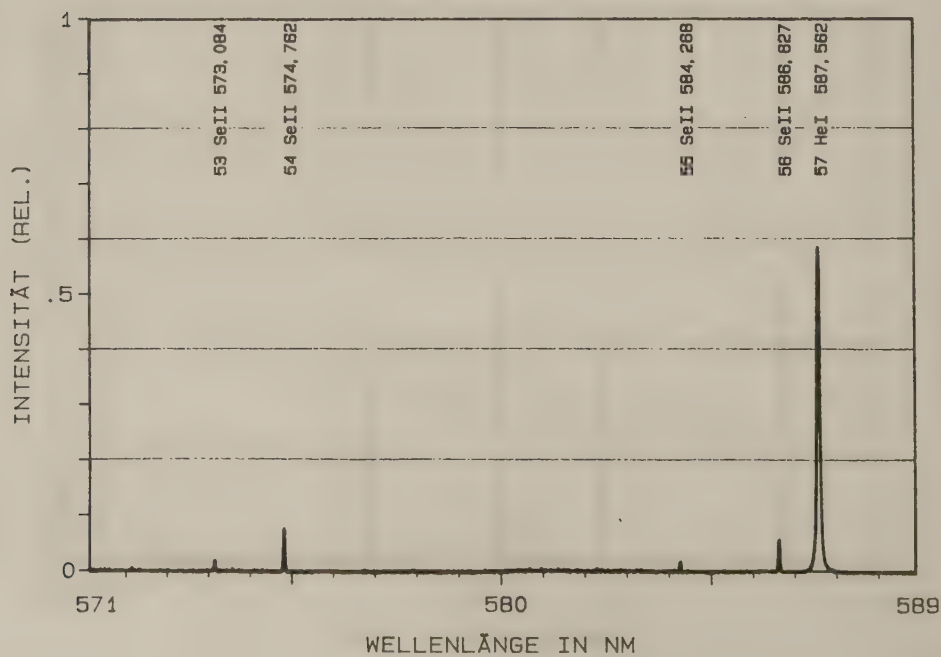
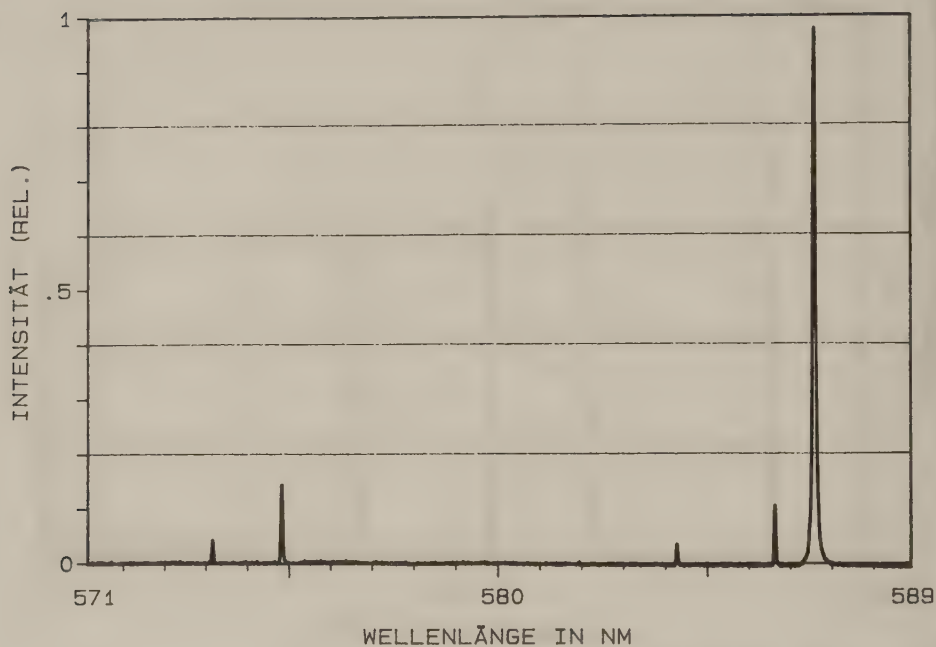


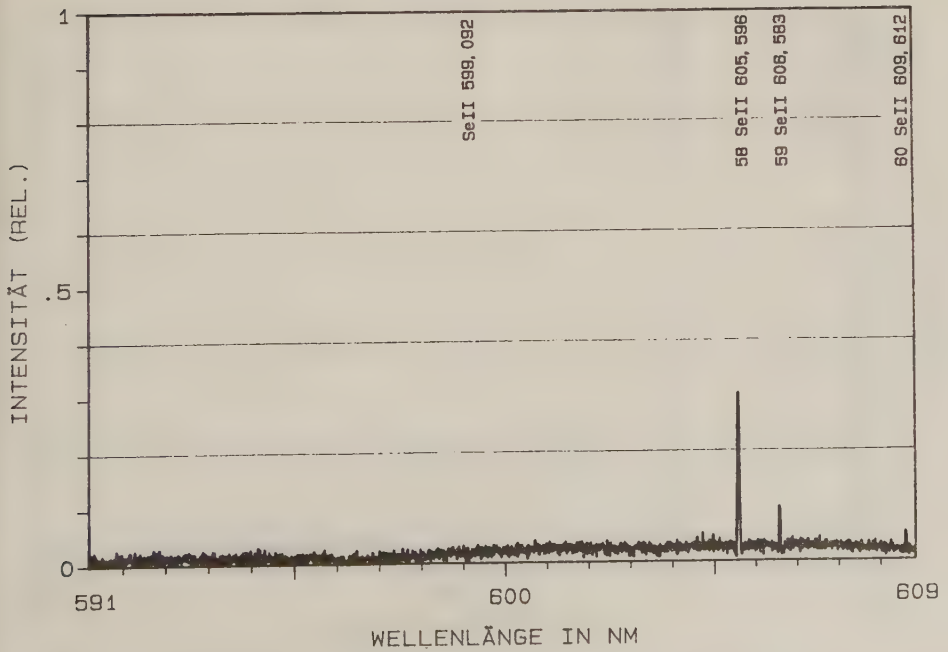
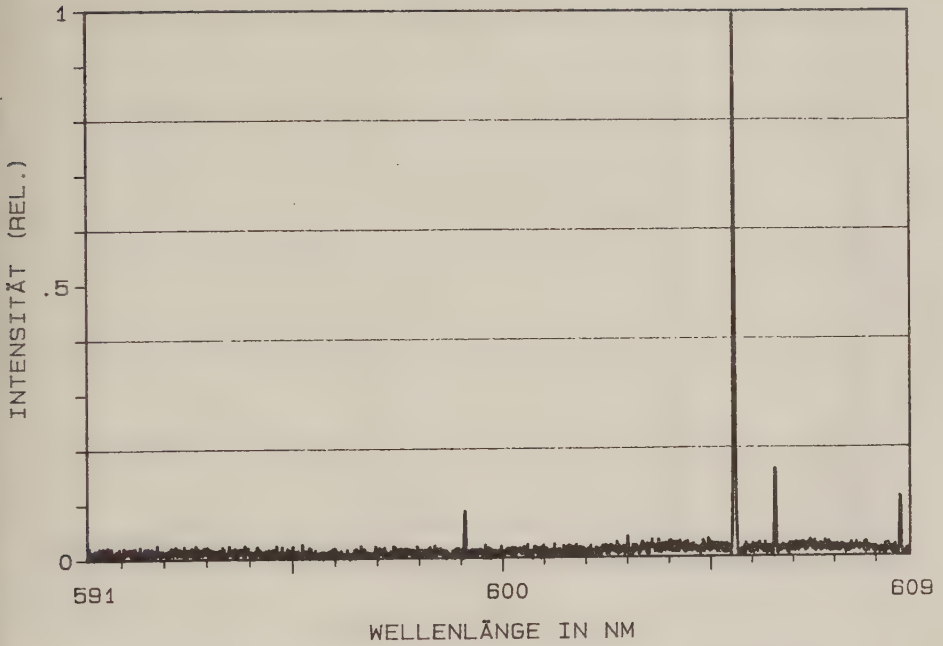


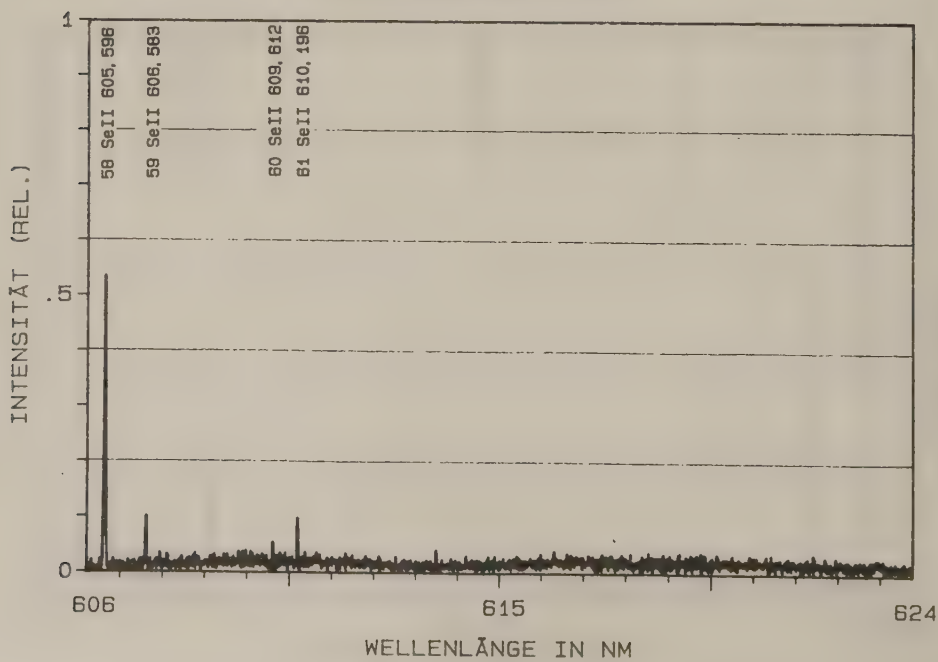
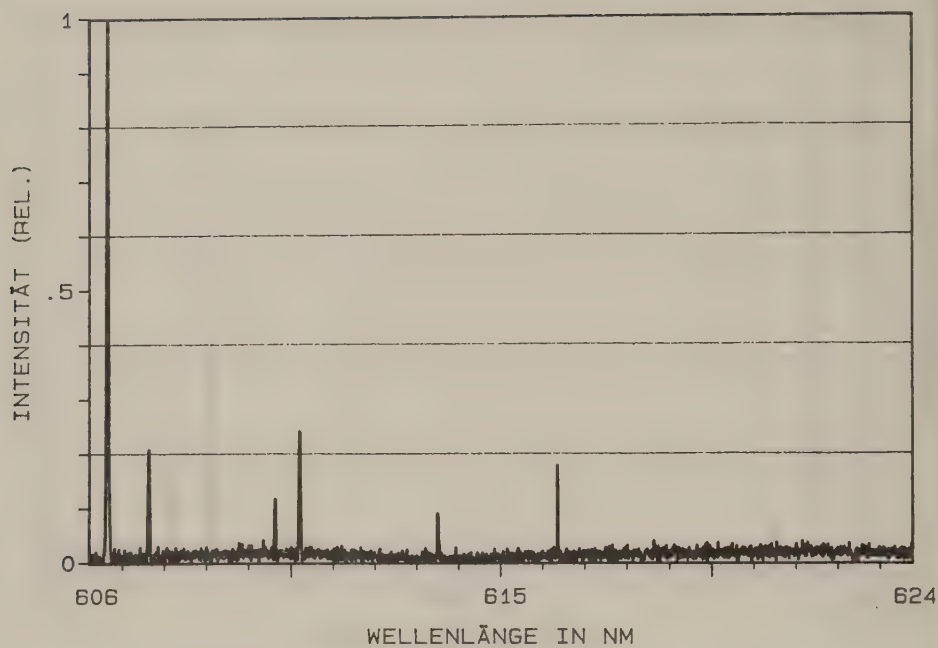


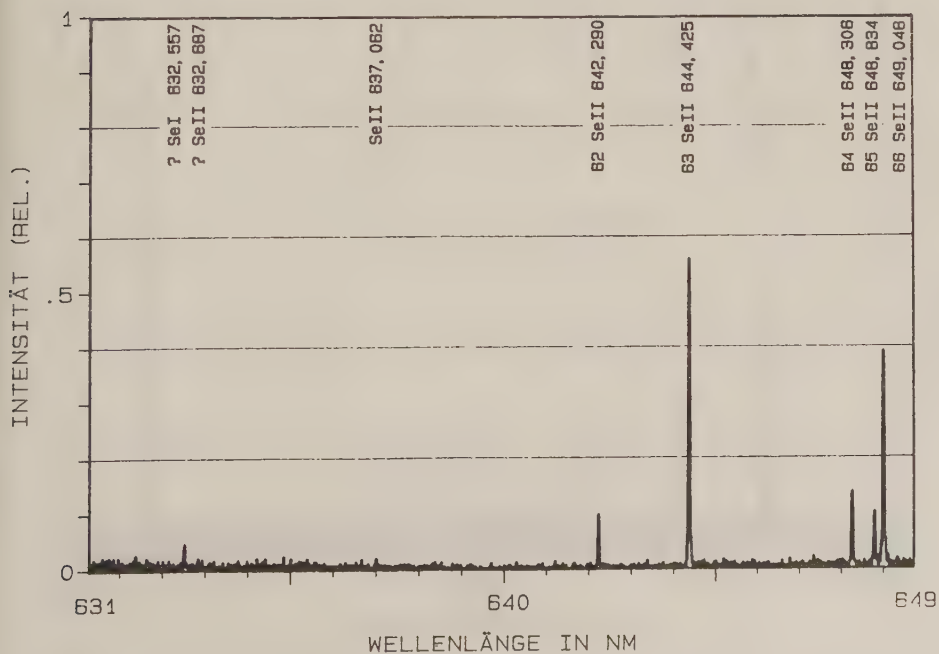
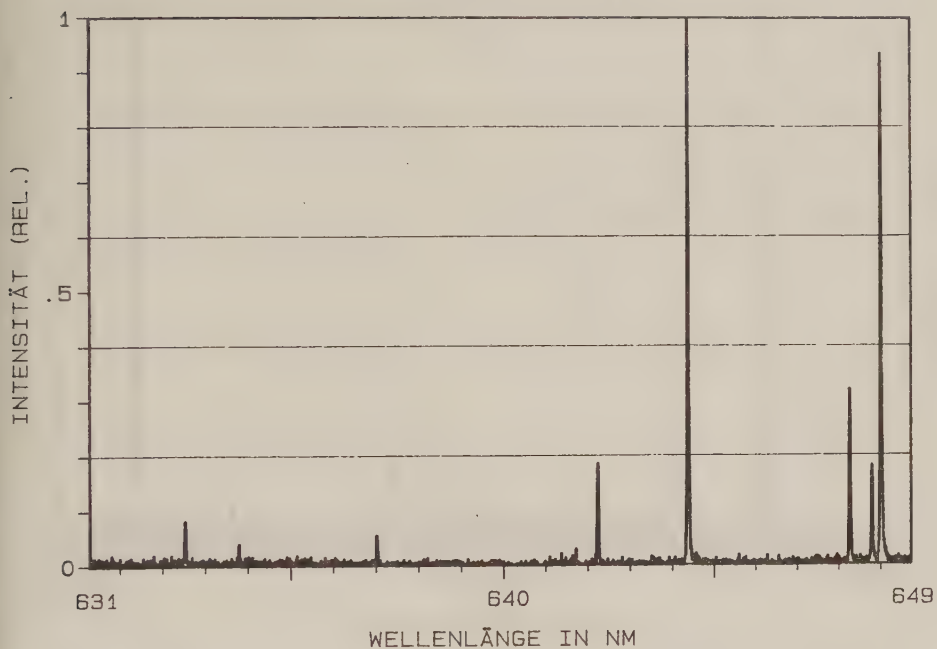


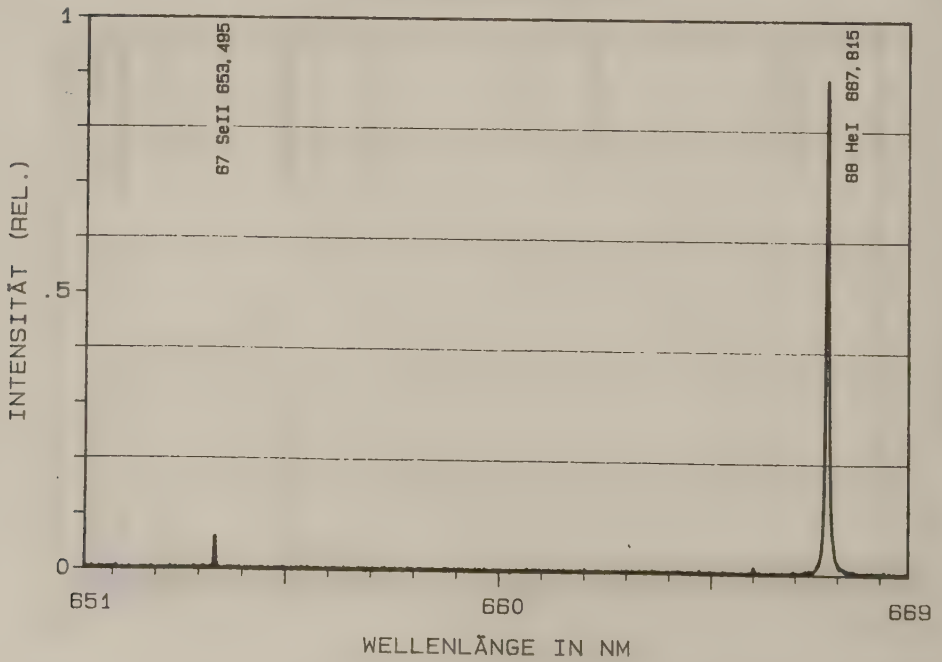
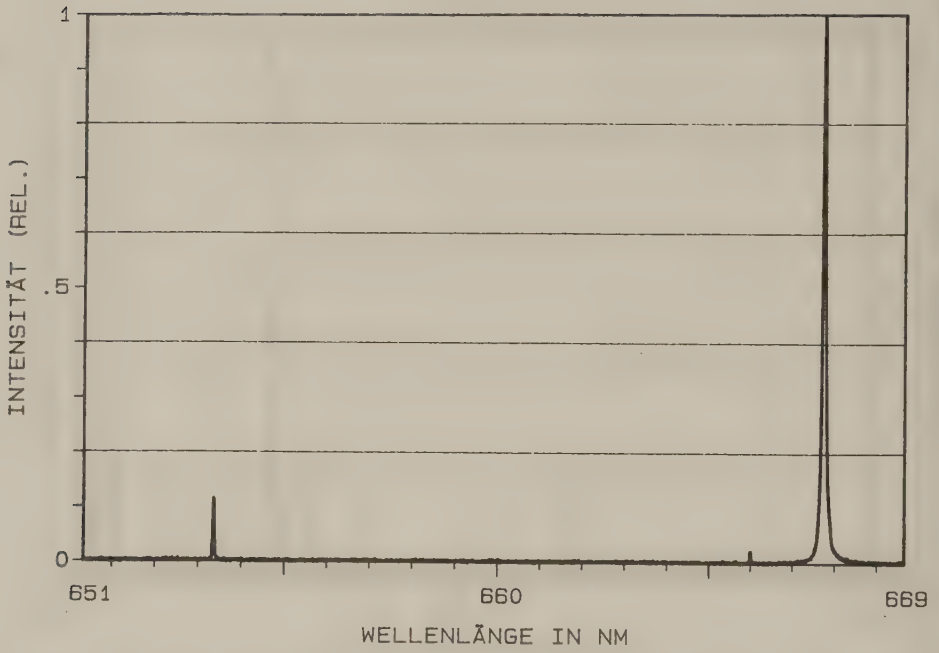
- A 14 -

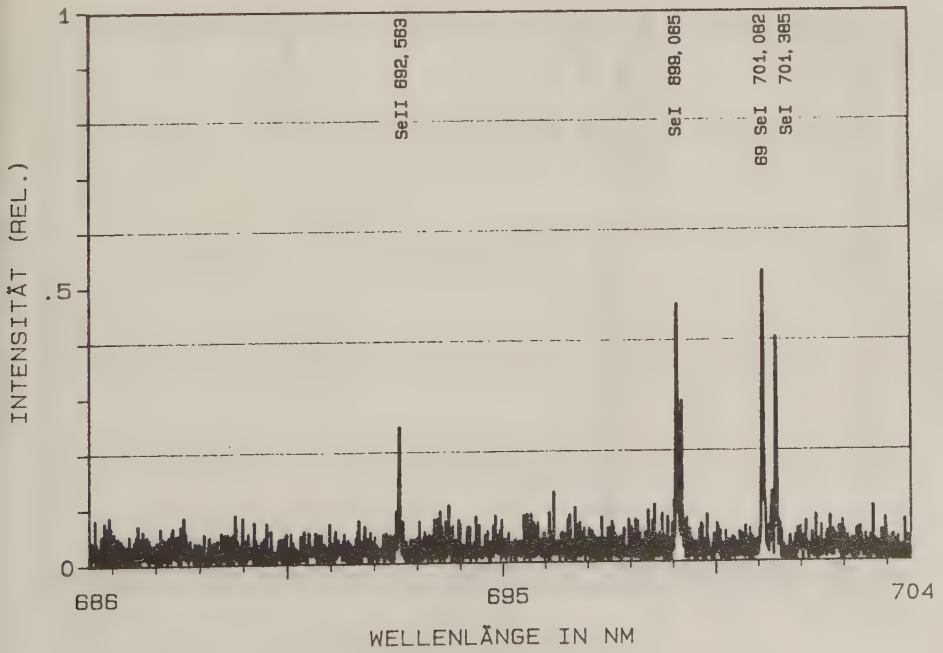
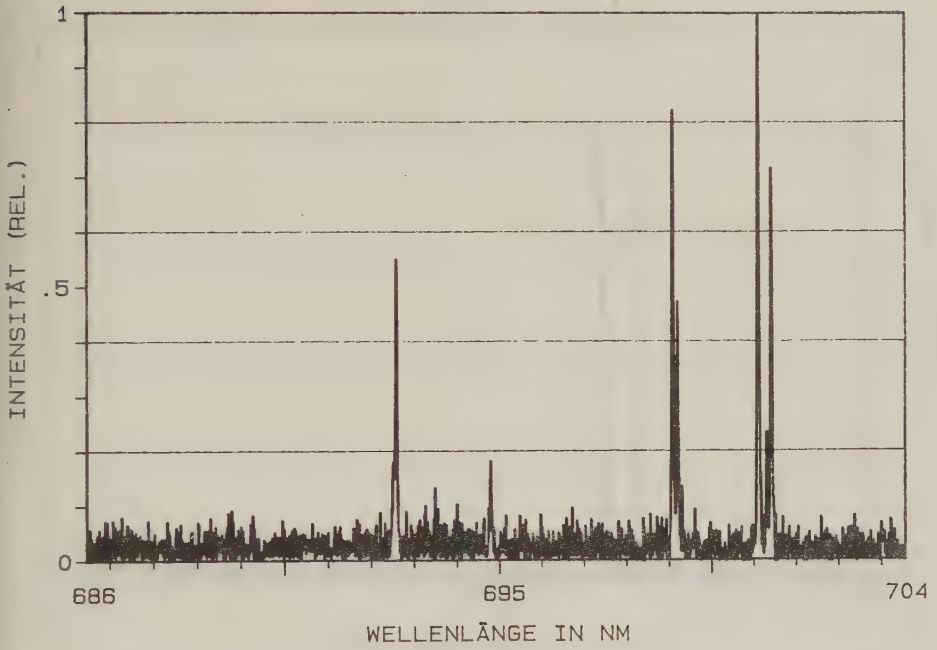


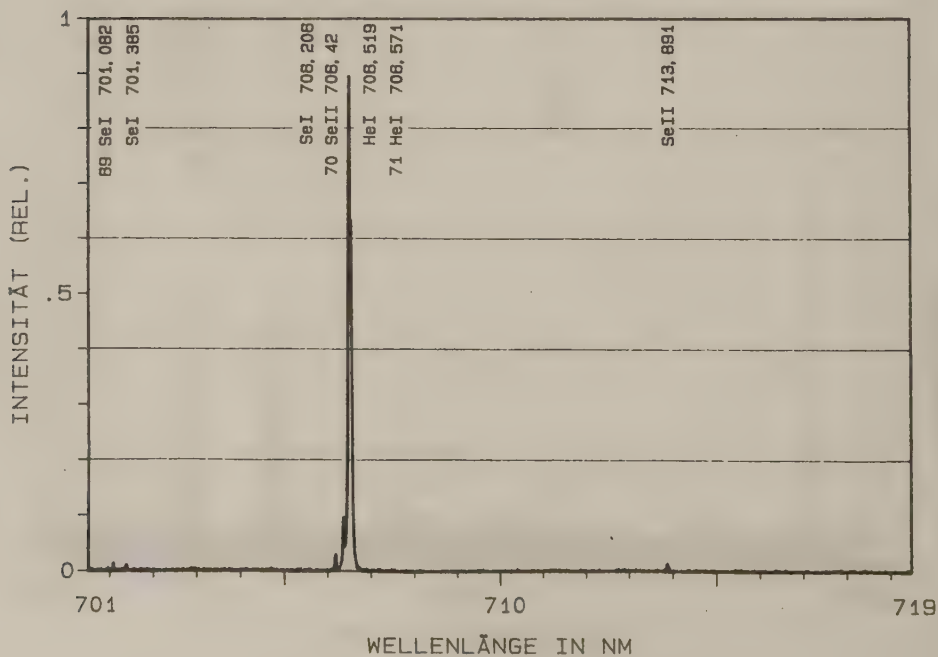
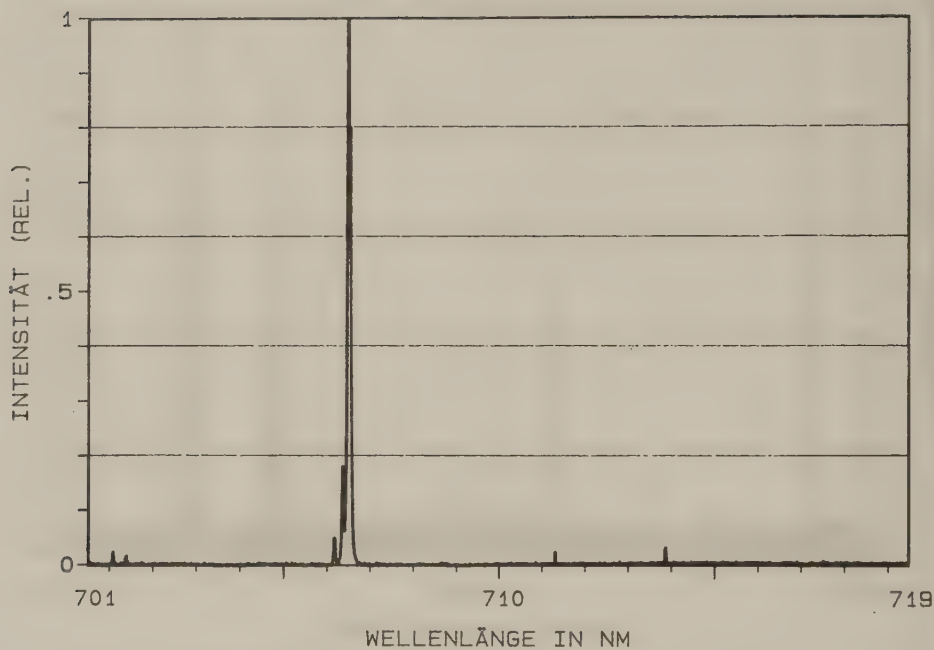


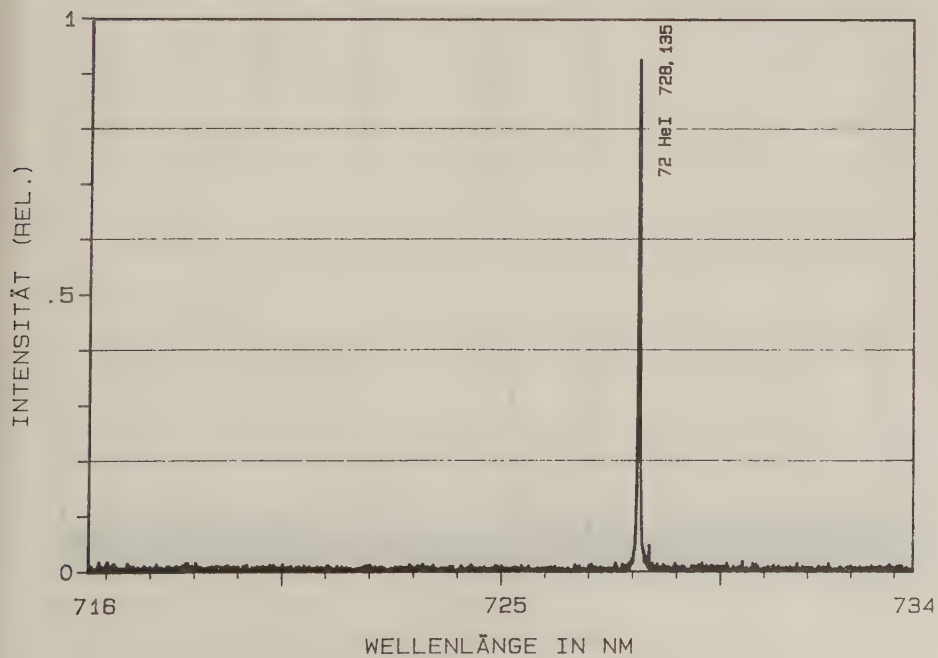
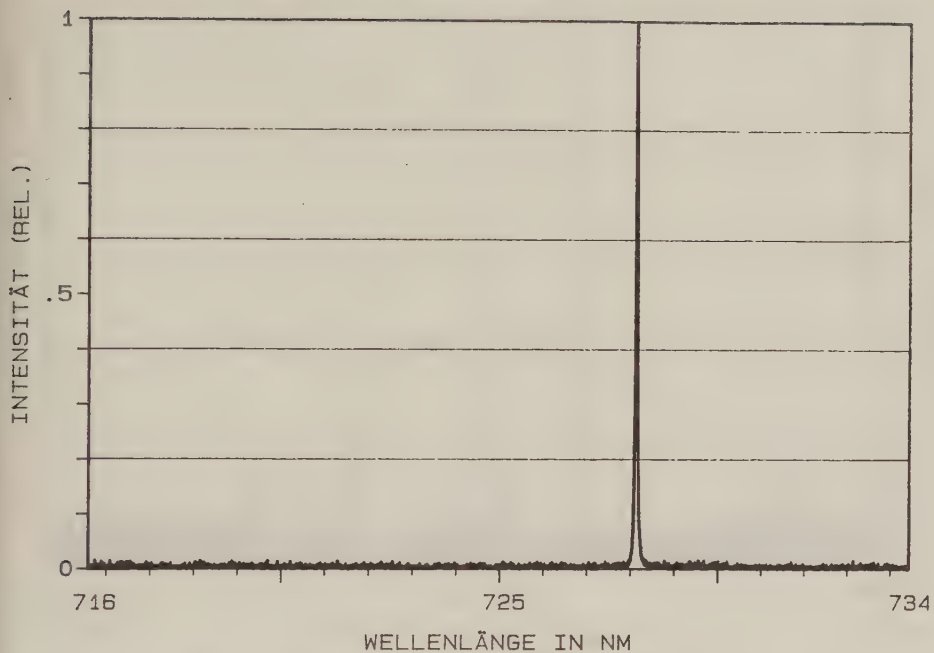












- A 22 -

